

SÉRIE A N° 1485

N° D'ORDRE : 2351

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. CAYREL

Assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux
Boursier de la Caisse Nationale des Sciences

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude de la rectification de contact

2^e THÈSE

Propositions données par la Faculté

soutenues le 26 FEVR 1935 devant la Commission d'examen

MM. COTTON, *Président*

PAUTHENIER }
DUPONT } *Examineurs*

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR

40, RUE DE SEINE, PARIS

1935

SÉRIE A N° 1485

N° D'ORDRE : 2351

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

J. CAYREL

Assistant à la Faculté des Sciences de Bordeaux
Boursier de la Caisse Nationale des Sciences

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude de la rectification de contact

2^e THÈSE

Propositions données par la Faculté

soutenues le

26 FEVR 1935

devant la Commission d'examen.

MM. COTTON, *Président*

PAUTHENIER }
DUPONT } *Examineurs*

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR

40, RUE DE SEINE, PARIS

1935

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire . . . M. MOLLIARD.
Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

<i>Prof. honoraires</i> . .	{	H. LE CHATELIER.	Léon BRILLOUIN.	AUGER.
		H. LEBESGUE.	GOURSAT.	BLAISE.
		A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
		A. LEDUC.	GUILLET.	JANET.
		Émile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
		Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
				MOUTON.

PROFESSEURS

G. BERTRAND . . . T	Chimie biologique.	A. DEBIERNE . . .	Radioactivité.
M. CAULLERY . . . T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	A. DUFOUR T	Physique.
G. URBAIN T	Chimie générale.	L. DUNOYER	Optique appliquée.
Émile BOREL . . . T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	A. GUILLIERMOND T	Botanique.
Jean PERRIN . . . T	Chimie physique.	M. JAVILLIER . . .	Chimie biologique.
H. ABRAHAM . . . T	Physique.	L. JOLEAUD	Paléontologie.
E. CARTAN T	Géométrie supérieure.	ROBERT-LÉVY . . .	Zoologie.
M. MOLLIARD . . . T	Physiologie végétale.	F. PICARD	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
L. LAPICQUE . . . T	Physiologie générale.	Henri VILLAT . . . T	Mécanique des fluides et applications.
E. VESSIOT T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	Ch. JACOB T	Géologie.
A. COTTON T	Recherches physiques.	P. PASCAL T	Chimie minérale.
J. DRACH T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	M. FRÉCHET T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
Charles FABRY . . T	Enseignement de Physique.	E. ESCLANGON . . T	Astronomie.
Charles PÉREZ . . T	Zoologie.	M ^{me} RAMART-LUCAS.	Chimie organique.
Léon BERTRAND . T	Géologie structurale et géologie appliquée.	H. BÉGHIN T	Mécanique physique et expérimentale.
N ^{***} T	Théories chimiques.	FOCH	Mécanique expérimentale des fluides.
P. PORTIER T	Physiologie comparée.	PAUTHENIER	Physique.
E. RABAUD T	Biologie expérimentale.	DE BROGLIE T	Théories physiques.
M. GUICHARD . . .	Chimie minérale.	CHRÉTIEN	Optique appliquée.
Paul MONTEL . . . T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	P. JOE	Chimie générale.
P. WINTREBERT . T	Anatomie et histologie comparées.	LABROUSTE	Physique du Globe.
L. BLARINGHEM . T	Botanique.	PRENANT	Zoologie.
O. DUBOSCQ . . . T	Biologie maritime.	VILLEY	Mécanique physique et expérimentale.
G. JULIA T	Application de l'analyse à la Géométrie.	BOHN	Biologie animale.
C. MAUGUIN . . . T	Minéralogie.	COMBES	Biologie végétale.
A. MICHEL-LÉVY .	Pétrographie.	GARNIER	Calcul différentiel.
H. BÉNARD T	Mécanique expérimentale des fluides.	PÉRÈS	Mécanique des fluides.
A. DENJOY T	Calcul différentiel et calcul intégral.	HACKSPILL	Chimie.
L. LUTAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.	LAUGIER	Physiologie générale.
Eugène BLOCH . . T	Physique théorique et physique céleste.	TOUSSAINT	Technique Aéronautique.
G. BRUHAT	Physique.	M. CURIE	Physique.
E. DARMOIS . . .	Physique.	G. RIBAUD T	Hautes températures.
		CHAZY T	Mécanique rationnelle.
		GAULT	Chimie.
		CROZE	Physique.
		DUPONT	Chimie.
		LANQUINE	Géologie.
		VALIRON	Mathématiques générales.

Secrétaire A. PACAUD.
Secrétaire honoraire . . . D. TOMBECK.

A LA MÉMOIRE
DU
GÉNÉRAL FERRIÉ



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551619_0083

A

MM. LES PROFESSEURS JANET ET COTTON

MEMBRES DE L'INSTITUT

A

MONSIEUR MERCIER

PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BORDEAUX

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA RECTIFICATION DE CONTACT

PREMIÈRE PARTIE

LA THÉORIE PHÉNOMÉNALE

1. Conductibilité asymétrique et rectification.

La résistance d'un contact imparfait est toujours fonction du courant qui le traverse, mais seuls certains contacts *dits à conductibilité asymétrique*, présentent une importante variation de résistance lorsqu'on inverse la tension qui leur est appliquée.

Les contacts doués de conductibilité asymétrique en régime permanent conservent plus ou moins cette propriété en régime variable. Si on leur applique une tension alternative de moyenne nulle, l'intensité moyenne correspondante n'est pas nulle. On dit que le courant alternatif est *rectifié*.

Tout contact à conductibilité asymétrique est rectifiant, *mais la réciproque n'est pas vraie, car à l'aide d'une tension auxiliaire on peut rectifier un courant alternatif avec un contact dont la conductibilité est symétrique*, à la condition qu'il ne suive pas la loi d'Ohm.

Dans ce travail, nous étudierons seulement les *contacts rectifiants à conductibilité asymétrique*.

2. Propriétés générales.

L'intensité I_m du courant rectifié par un contact à conductibilité asymétrique est une fonction complexe de nombreuses variables.

Elle dépend en particulier du contact, du circuit associé au contact, de la force électromotrice appliquée.

Je me propose dans ce qui suit d'établir pour I_m des *formules pratiquement utilisables* tout en leur conservant dans la mesure du possible le plus haut degré de généralité. De ce point de vue les travaux sur la rectification ou la détection de contact donnent lieu aux remarques suivantes :

1° *La majorité des physiciens qui ont étudié la rectification de contact ont négligé plus ou moins complètement l'influence des paramètres qui définissent le circuit associé au détecteur. Ainsi s'expliquent dans bien des cas d'une part la contingence et la contradiction des résultats expérimentaux, d'autre part la fantaisie des interprétations proposées.* En effet, qu'il s'agisse d'application ou de recherche pure, le contact rectifiant ne saurait être considéré *in abstracto*. Il est toujours connecté à des appareils d'utilisation ou de mesure. Tant que l'expérimentateur n'aura pas déterminé de façon précise l'influence de ces appareils sur le courant rectifié, il sera réduit à l'empirisme le plus grossier. Il attribuera au contact des effets dus aux particularités de son montage et s'étonnera devant des phénomènes qui s'expliquent de la façon la plus simple par les lois classiques de l'Électricité.

2° Pour que la formule donnant I_m ne soit pas seulement l'expression d'un théorème de mathématiques mais devienne une formule applicable, il faut choisir les paramètres caractéristiques du contact rectifiant, de façon que ces paramètres soient des *grandeurs concrètes et facilement mesurables*. C'est précisément ce que j'ai essayé de faire, comme on le verra plus bas, en introduisant la *résistance à courant nul* r_0 et le *pouvoir rectifiant* $k = \left(\frac{dr}{di}\right)_0$ à la place du coefficient $f''(0)$ trop implicite et trop abstrait de la formule classique :

$$I_m = \frac{f''(0)}{2} \frac{U^2}{2}$$

D'ailleurs pour la simplicité des formules, il importe de réduire au minimum le nombre des paramètres. Cela revient à adopter une

1. Dans laquelle $i = f(u)$ et où U est l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée au contact.

représentation schématique de la caractéristique du contact : arc de parabole pour les faibles amplitudes, droites anguleuses pour les grandes amplitudes.

3° Le choix des paramètres définissant la f. e. m. alternative appliquée au circuit détecteur peut être fait de plusieurs façons selon la nature du problème que l'on considère. C'est ainsi que nous distinguerons le cas où l'on impose aux bornes du contact une d. d. p. $u = U \sin \omega t$ du cas (d'ailleurs beaucoup plus intéressant en pratique) où le détecteur est branché aux bornes du condensateur d'un C. O. en résonance sur une f. e. m. $e = E \sin \omega t$. La confusion de ces deux problèmes serait le plus souvent dénuée d'importance avec un véritable détecteur de *tension sans débit appréciable*, comme la lampe à 3 électrodes. Avec un détecteur à contact, cette confusion constitue une erreur énorme : dans le premier cas le courant rectifié augmente indéfiniment quand la résistance du contact tend vers 0; dans le second, il convient au contraire de donner au contact une résistance très élevée afin de diminuer l'amortissement du C. O. et de bénéficier de la surtension de résonance.

De même, nous distinguerons le cas des faibles amplitudes, de celui des grandes amplitudes, car on ne saurait donner une formule de I_m , tout à la fois susceptible d'application et conservant la même forme pour les faibles courants et pour les courants intenses.

Le chapitre I est consacré à la recherche des formes *nécessaires* que prend la fonction I_m dans quelques cas simples, **indépendamment de toute hypothèse physique sur la nature des phénomènes**. Le chapitre II contient les vérifications expérimentales des plus importantes de ces formules.



CHAPITRE PREMIER

ÉTUDE DU COURANT MOYEN¹

3. — Dans un premier problème on applique au circuit contenant le contact rectifiant AB, une différence de potentiel alternative $u(t)$ dont la valeur moyenne est nulle. Connaissant par exemple la *courbe dynamique* de résistance du contact, qui donne r en fonction de i , on se propose de calculer l'intensité I_m du courant rectifié. Ce problème reçoit une solution simple pour les deux régimes limites du fonctionnement du détecteur, le régime des faibles courants et le régime des courants intenses. Nous traiterons successivement ces deux cas extrêmes. Ceci fera l'objet des titres A et B. Sous un troisième C, on considérera le cas où le circuit détecteur est branché aux bornes du condensateur d'un circuit oscillant soumis à une force électromotrice alternative donnée.

4. Définitions préliminaires.

Nous avons étudié dans ce travail des contacts du type métal-semi-conducteur. Nous appellerons :

Contacts réguliers, les contacts dont la courbe de résistance $R(V)$ a l'allure générale ci-contre.

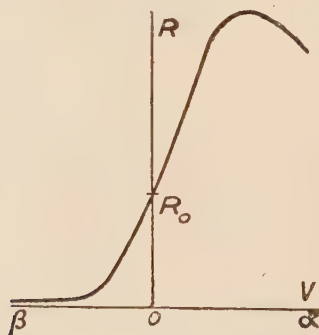


Fig. 1.

1. Dans certains cas, par exemple lorsque le détecteur est monté en série avec un condensateur, il y a lieu de considérer la tension moyenne U_m aux bornes du détecteur à la place du courant moyen I_m qui est nul.

Résistance à courant nul, la limite commune R_0 vers laquelle tendent $R(V)$ et $R(-V)$ quand V tend vers 0. Cette limite représente pratiquement la valeur de la résistance du contact supposé parcouru par un courant assez faible pour ne le pas modifier. Elle varie en sens inverse de la force pressante.

Cohération, une diminution réversible ou non de la résistance du contact.

Anticohération, une augmentation réversible ou non de cette résistance.

Sens α , le sens semi-conducteur $\rightarrow$ métal.

Sens β , le sens métal $\rightarrow$ semi-conducteur.

A. — CAS DES FAIBLES¹ COURANTS

5. Relations fondamentales.

Développons la fonction $r(i)$ suivant la formule de Mac-Laurin et négligeons les termes en i d'ordre supérieur au premier, ce qui revient à schématiser la caractéristique $v(i)$ par un arc de parabole.

On a :

$$(A) \quad r = r_0 + ki$$

r_0 est la *résistance du contact à courant nul*.

Nous appellerons k le *pouvoir rectifiant* du contact. Convenons de compter le courant positivement lorsqu'il traverse le contact dans le sens α . Le signe de k est alors défini sans ambiguïté (k sera négatif pour le contact Métal Galène, positif pour le contact Métal Pyrite de fer). Notons enfin que les paramètres k et r_0 qui figurent dans la relation (A) *ne sont pas indépendants*, mais liés l'un à l'autre par une relation :

$$(B) \quad k = \varphi(r_0)$$

dont nous établirons la forme plus bas (§ 9).

Nous allons calculer l'intensité I_m du courant rectifié pour différents montages du détecteur en supposant que la différence de potentiel appliquée est une fonction sinusoïdale du temps. Nous

1. Pour être mathématiquement correct, il faudrait dire des courants évanescents.

étudierons ensuite la tension moyenne. Enfin, nous établirons la relation (B):

**6. Le détecteur est monté en série
avec un galvanomètre de résistance g .**

Supposons en premier lieu la self du galvanomètre négligeable :

On a :

$$(r + g) i = U \sin \omega t$$

ou en vertu de (A) :

$$(a) \quad (r_o + g) i + k i^2 = U \sin \omega t.$$

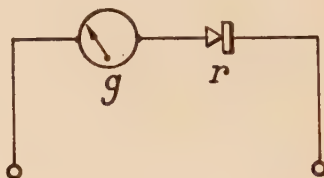


Fig. 2.

Intégrons les deux membres de (a) entre les époques t et $t + T$ et divisons par T ; il vient :

$$(r_o + g) \cdot \frac{1}{T} \int_t^{t+T} i dt + k \cdot \frac{1}{T} \int_t^{t+T} i^2 dt = 0$$

ou :

$$(b) \quad (r_o + g) I_m + k I_{eff}^2 = 0$$

et :

$$(1) \quad I_m = - \frac{k}{r_o + g} I_{eff}^2$$

On a d'ailleurs en négligeant $k i$ devant $r_o + g$ dans le calcul de I_{eff} :

$$I_{eff}^2 = \frac{U_{eff}^2}{(r_o + g)^2}$$

d'où :

$$(1) \quad I_m = - \frac{k}{(r_o + g)^3} U_{eff}^2$$

Les formules (1) et (I) expriment les lois de la détection des faibles courants.

1° *L'intensité I_m du courant rectifié est proportionnelle au carré de la différence de potentiel efficace appliquée (et par suite au carré de I_{eff}).*

2° *Pour une différence de potentiel efficace donnée, elle varie en raison inverse du cube de la résistance totale du circuit détecteur.*

3° *Pour une intensité efficace donnée, elle varie en raison inverse de la résistance totale.*

La première loi due à Tissot domine l'étude de la détection des faibles courants et s'applique à tous les détecteurs rectifiants (détecteurs à contact, détecteur électrolytique, lampe à trois électrodes, etc...).

Nous croyons avoir été le premier à formuler de façon précise et explicite les règles¹ 2 et 3 concernant l'influence de la résistance du circuit sur la rectification.

Flowers et M^{lle} Collet avaient bien constaté que, à courant efficace constant I_m diminue quand la résistance du circuit augmente, mais Flowers ne donne aucune explication de ce fait et M^{lle} Collet fait intervenir une *susceptibilité du contact vis-à-vis de la d. d. p. mesurée en circuit ouvert*², qui paraît assez mystérieuse. La vérité est que si le contact ne peut supporter une tension supérieure à 5 volts sans cesser de rectifier normalement, cette susceptibilité n'existe que vis-à-vis de la tension qui lui est *effectivement appliquée*.

Les faits observés par M^{lle} Collet sont les suivants :

1° Un oscillogramme pris sous 2,4 volts donne des amplitudes d'intensité qui sont de 0,4 mA dans un sens et de 40 mA dans l'autre sens, ce qui correspond à des résistances du contact égales respectivement à 6.000 et à 60 Ω . La rectification est donc très bonne.

2° Un oscillogramme pris sous 120 volts avec un rhéostat de 8.000 Ω en série avec la galène donne des amplitudes d'intensité l'une de 19 mA, l'autre de 20 mA. « La rectification est donc mau-

1. Voir vérification expérimentale, ch. II, § 20.

2. Collet, *Thèse*, p. 47 et 97.

vaise bien que l'intensité efficace soit faible, dit M^{lle} Collet, *parce que la différence de potentiel en circuit ouvert est de 120 volts.* »

Supposons les ordres de grandeur de 60 Ω et de 6.000 Ω applicables à la seconde expérience et calculons la différence de potentiel appliquée au détecteur. Celle-ci est $120 \text{ volts} \times \frac{60}{8.060}$ soit 0,9 volt dans le sens grand courant (ce qui est une valeur tout à fait normale et même très inférieure à la tension de claquage), mais *serait* $120 \text{ volts} \times \frac{6.000}{14.000}$, soit *environ 50 volts* dans le sens petit courant.

Bien entendu cette tension n'est jamais atteinte puisque par suite de la cohération du contact sa résistance baisse, ce qui ramène la différence de potentiel appliquée à quelques volts, mais la tension de claquage est effectivement dépassée, d'où le mauvais fonctionnement du détecteur.

La raison du mauvais fonctionnement du détecteur n'est donc pas que la différence de potentiel en circuit ouvert est trop forte, mais *que durant les 9/10 de l'alternance « grande résistance » la tension effectivement appliquée au détecteur excède la tension de claquage.*

Pour faire fonctionner correctement le détecteur sous 120 volts « en circuit ouvert » il suffira de monter en série avec la galène une résistance de 174.000 Ω ; la tension maxima supportée par le contact ne sera plus alors que $120 \text{ volts} \times \frac{6.000}{180.000}$, soit 4 volts.

Naturellement *malgré le bon fonctionnement du détecteur* les amplitudes de l'intensité seront quand même *sensiblement* égales *dans les deux sens*, car le régime du courant est déterminé par la résistance fixe de 174.000 Ω devant laquelle la résistance du détecteur, qu'elle soit égale à 6.000 ou à 60 Ω , est négligeable.

Mais si le contact ainsi monté est dépourvu d'efficacité comme *redresseur d'intensité*, il agit par contre comme *redresseur de tension*; on peut s'en rendre compte en branchant un voltmètre à cadre mobile entre la pointe et la galène.

Remarque. — Ne négligeons plus la self l du galvanomètre. L'équation du courant devient :

$$(a') \quad l \frac{di}{dt} + (r_0 + g)i + ki^2 = U \sin \omega t$$

Admettons que i soit une fonction du temps de période T . En intégrant les deux membres de (a') entre t et $t + T$, on retrouve :

$$(r_o + g) I_m + k I_{eff}^2 = 0$$

puisque

$$\int_t^{t+T} \frac{di}{dt} dt = i(t + T) - i(t) = 0$$

en vertu de notre hypothèse sur la périodicité de i .

L'équation (I), relation entre le courant moyen et le courant efficace, est donc inchangée. C'est seulement l'expression de I_{eff}^2 , qui est modifiée par la self du galvanomètre. On a :

$$I_{eff}^2 = \frac{U_{eff}^2}{(r_o + g)^2 + l^2 \omega^2}$$

d'où :

$$(2) \quad I_m = - \frac{k}{r_o + g} \frac{U_{eff}^2}{(r_o + g)^2 + l^2 \omega^2} \quad (1)$$

7. Le détecteur est monté en série avec un condensateur de capacité C ; le galvanomètre est monté en dérivation sur le condensateur (fig. 3).

Soient i le courant total, j le courant dans la branche galvanomètre, j' le courant dans la branche condensateur. On a avec les mêmes notations que plus haut :

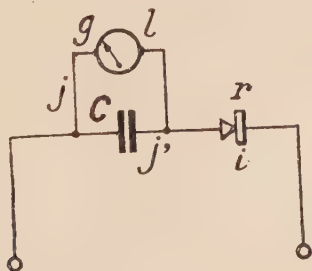


Fig. 3.

1. Cette formule à l'inverse de (1) et de (I) suppose la différence de potentiel appliquée sinusoïdale.

$$(a) \begin{cases} i = j + j' \\ l \frac{dj}{dt} + gj = \frac{q'}{c} \\ r_o i + ki^2 + \frac{q'}{C} = U \sin \omega t \end{cases} \quad q' \text{ étant la charge du condensateur.}$$

d'où en intégrant pour une période :

$$(b) \begin{cases} I_m = J_m + J'_m & U_m \text{ étant la différence de potentiel} \\ gJ_m = U_m & \text{moyenne aux bornes} \\ r_o I_m + kI_{eff}^2 + U_m = 0 & \text{du condensateur.} \end{cases}$$

Dans la branche condensateur on a de plus la condition :

$$(c) \quad J'_m = 0$$

Des équations (b) et (c) on déduit :

$$(1) \quad J_m = -\frac{k}{r_o + g} I_{eff}^2$$

et en posant :

$$z^2 = g^2 + \left(l\omega - \frac{1}{c\omega} \right)^2$$

$$(3) \quad J_m = -\frac{k}{r_o + g} \frac{z^4 U_{eff}^2}{\left[r_o z^2 + \frac{g}{c^2 \omega^2} \right]^2 + \frac{1}{c^2 \omega^2} \left[\frac{l}{c} - (g^2 + l^2 \omega^2) \right]^2}$$

Pour $\frac{1}{c\omega} = 0$ (capacitance du condensateur négligeable devant l'impédance du galvanomètre), l'intensité du courant rectifié est maxima et égale à :

$$(II) \quad J_m = -\frac{k}{r_o + g} \frac{U_{eff}^2}{r_o^2}$$

Le montage de la figure 3 est utilisé dans la pratique de la T. S. F. ; un écouteur téléphonique y remplace le galvanomètre g. La discussion comparée des formules (I) et (II) qui exige la connaissance de la relation $k = \varphi(r_o)$ sera faite au § 10.

8. La tension moyenne. — D'après ce qui précède, pour que la tension moyenne aux bornes du détecteur soit différente de zéro,

il faut que le détecteur soit monté en série soit avec une *résistance* soit avec un *condensateur*. Considérons le montage de la figure 3 dans lequel nous supposons que le galvanomètre a été remplacé par un électromètre hétérostatique de capacité négligeable¹. Soient respectivement V_m et V'_m les tensions moyennes aux bornes du condensateur et du détecteur. On a :

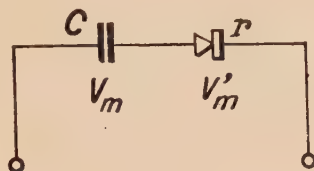


Fig. 4.

$$(a) \quad \frac{q}{c} + r_0 i + k i^2 = U \sin \omega t$$

$$V_m + V'_m = 0$$

$$(b) \quad I_m = 0$$

$$V_m + k I^2_{eff} = 0$$

Pour $\frac{1}{c\omega} = 0$

il vient : $I^2_{eff} = \frac{U^2_{eff}}{r_0^2}$

D'où :

$$(III) \quad V'_m = -V_m = \frac{k}{r_0^2} U^2_{eff}$$

L'intérêt de la formule (III) réside en ce qu'elle permet de déterminer simplement la grandeur :

$$\sigma = \frac{k}{r_0^2}$$

qui, comme nous allons le voir, est le véritable critérium de la sensibilité du contact détecteur.

1. Pour la pulsation ω .

9. Relation entre k et r_o . Sensibilité du contact. — Démontrons la nécessité de l'existence d'une relation

$$(B) \qquad k = \varphi(r_o)$$

existant entre k et r_o , et déterminons la forme de cette relation.

Pour cela, considérons un système de n contacts identiques montés en parallèle. Soit :

$$r = r_o + ki$$

la résistance de l'un de ces contacts lorsqu'il est traversé par le courant i . Soit I le courant total et :

$$R = R_o + KI$$

la résistance du conducteur unique équivalent au système. On a pour chacun des contacts du système :

$$r = r_o + k \frac{I}{n}$$

et d'après les lois de Kirchhoff :

$$R = \frac{r}{n} = \frac{r_o}{n} + k \frac{I}{n^2}$$

On en déduit :

$$R_o = \frac{r_o}{n} \qquad \text{et} \qquad K = \frac{k}{n^2}$$

d'où
$$\frac{K}{R_o^2} = C^e.$$

Or, lorsqu'on diminue la résistance r_o du contact en portant sous pression constante de s à ns la surface *effective* de contact des deux électrodes supposées homogènes, cela revient précisément à monter en parallèle avec le contact primitif ($n - 1$) contacts identiques. Le pouvoir détecteur k est donc lié à la résistance à courant nul r_o par la relation :

$$(B) \qquad \frac{k}{r_o^2} = C^e$$

Nous appellerons *sensibilité* du contact le quotient :

$$\sigma = \frac{k}{r_o^2}$$

car, en dernière analyse, cette grandeur¹ est véritablement caractéristique de l'aptitude du contact à la rectification des faibles courants.

Il est probable qu'en général σ est fonction de la pression de contact. Cependant nous verrons plus bas (§ 19) que, pour certains contacts, σ ne varie pas lorsqu'on agit sur la force pressante.

Ce fait semble favorable aux idées de Holm² sur les résistances de contact, puisqu'il montre qu'une diminution de r_o obtenue par augmentation de pression peut être équivalente à une diminution de r_o obtenue par augmentation de surface. Il est donc permis de supposer que dans ce cas l'augmentation de pression n'a d'autre effet que de multiplier les zones microscopiques de contact effectif dont cet auteur suppose l'existence.

Signification géométrique de σ . — La tangente T_1 , T_2 au point R_o à la courbe de résistance $R(V)$ du contact coupe l'axe des V en un point V_o d'abscisse égale à $-\frac{1}{\sigma}$. En effet, l'équation de la tangente T_1 , T_2 est :

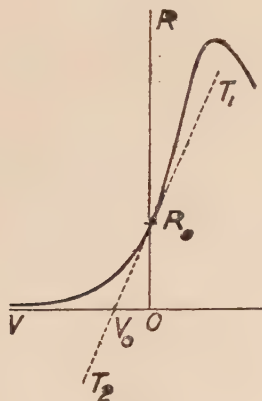


Fig. 5.

$$\begin{aligned} r &= R_o + ki \\ &= R_o + k \frac{V}{R_o} \\ &= R_o (1 + \sigma V) \end{aligned} \quad (1)$$

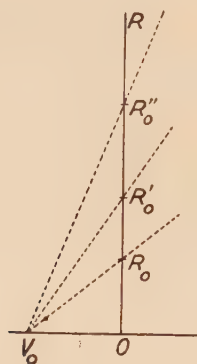
1. de dimensions V^{-1} .

2. Holm, *Zeits. f. Techn. Phys.*, t. 3 (1922), p. 290 et 320.

d'où

$$V_o = - \frac{1}{\sigma}$$

Comme la caractéristique des contacts réguliers comporte une partie quasi-linéaire assez étendue qui s'écarte peu de la tangente T_1, T_2 , on voit que lorsqu'on trouve pour une galène $|\sigma| = 10 \text{ } \nu^{-1}$, cela signifie que pour une tension $V_o = \frac{1}{10} \nu$ la résistance du contact est déjà tombée à une faible fraction de sa valeur initiale R_o .



F'g. 6.

Si l'on considère un réseau de caractéristiques $R(V)$ correspondant à diverses valeurs R_o, R'_o, R''_o de la résistance à courant nul on voit d'après (1) que les tangentes en R_o à ces diverses caractéristiques coupent toutes l'axe des V au point $V_o = - \frac{1}{\sigma}$.

10. Discussion des formules pratiques concernant la détection des faibles courants. Valeur optima de la résistance de contact. — Considérons à nouveau les formules (I) et (II) des §§ 6 et 8 relatives aux montages ci-après dans les cas limites pratiquement intéressants :

$$(I) \quad I_m = - \frac{k U_{eff}^2}{(r_o + g)^3}$$

$$(II) \quad I_{nl} = - \frac{k}{r_o + g} \frac{U_{eff}^2}{r_o^2}$$

Tenons compte de la relation :

$$\frac{k}{r_o^2} = \sigma = C^{\text{te}}$$

et cherchons la valeur qu'il convient de donner à la résistance r_o du contact pour que le courant rectifié I_m soit maximum.

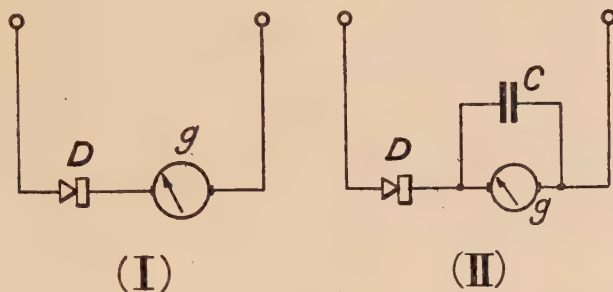


Fig. 7.

On voit immédiatement en remplaçant dans (I) et dans (II) k par σr_o^2 que ces valeurs optima sont :

$$\begin{aligned} r_o &= 2g \quad \text{pour le montage (I)} \\ \text{et } r_o &= 0 \quad \text{pour le montage (II).} \end{aligned}$$

L'expérience vérifie ces deux conclusions.

Pour la seconde, il convient évidemment de faire la réserve que, si la diminution de r_o est obtenue par augmentation de pression, il n'y ait pas écrasement du cristal, et que si la diminution de r_o est obtenue par augmentation de la surface du contact, les nouvelles régions du cristal participant à la détection soient bonnes détectrices.

B. — CAS DES COURANTS INTENSES

11. Forme de la caractéristique. — L'autre régime limite du fonctionnement d'un détecteur ou redresseur à contact est le fonctionnement en *soupe*. Le courant ne passe pratiquement que dans un sens, la résistance du contact correspondant à l'autre sens étant très élevée, par exemple 50.000 ohms au lieu de 500. Les deux résistances se raccordent d'ailleurs *sans discontinuité* au point $i = 0$, $v = 0$. Si on néglige la phase de raccordement corres-

pendant au voisinage du zéro de i on peut assimiler le contact à un conducteur dont la résistance r satisfait aux conditions :

$$\begin{aligned} r &= r_4 && \text{pour } i > 0 \\ r &= r_2 && \text{pour } i < 0 \end{aligned}$$

Pour $i = 0$ on aura :

$$r = r_4 \quad \text{si } \frac{di}{dt} < 0 \quad \text{et } r = r_2 \quad \text{si } \frac{di}{dt} > 0.$$

Cela revient à schématiser la caractéristique du contact par deux demi-droites de coefficients angulaires $\alpha = \frac{1}{r_4}$ et $\beta = \frac{1}{r_2}$, ce qui introduit une *discontinuité fictive* de la résistance du contact au point

$$i = 0 \quad v = 0.$$

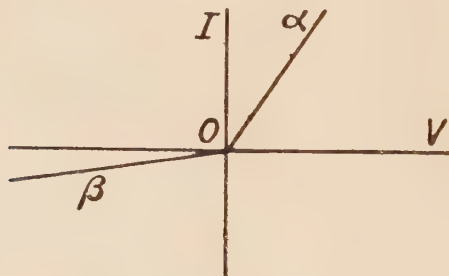


Fig. 8.

Dans le cas d'un circuit sans self et sans condensateur, le courant rectifié est donné par la formule classique :

$$(1) \qquad I_m = \frac{\alpha - \beta}{\pi} U$$

U désignant l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée au contact.

La recherche des formules qu'il y a lieu de substituer à (1) lorsqu'on monte en série avec le contact un appareil d'utilisation de self L ou un condensateur de capacité C, exige une discussion un peu longue dans le cas où les deux résistances r_4 et r_2 sont quelconques.

Pour cette raison, nous limiterons notre étude au cas particulièrement intéressant du redresseur-soupape défini par $r_2 = \infty$ ou $\beta = 0$.

12. Le détecteur-soupape est monté en série avec une bobine de self L et de résistance R ¹. (Cas pratique d'un redresseur d'intensité.)

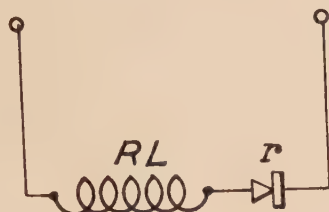


Fig. 9.

Imaginons qu'à l'époque 0 la soupape entre en fonctionnement pour des tensions croissantes et que sa résistance devienne $r = r_1$ quand $\sin \omega t$ devient positif.

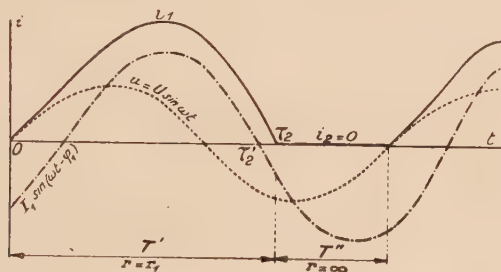


Fig. 10.

Soit τ_2 l'époque à laquelle i s'annulera pour devenir négatif. Entre les époques 0 et τ_2 la résistance de la soupape restera égale à r_1 et l'équation du courant sera :

$$i_1 = I_1 \sin (\omega t - \varphi_1) + C_1 e^{-\frac{r_1}{L} t}$$

avec $I_1 = \frac{U}{\sqrt{r_1^2 + L^2 \omega^2}}$ et $\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{L \omega}{r_1}$

La constante C_1 est déterminée par la condition que i_1 soit nul à l'époque 0. On a donc :

$$C_1 = I_1 \sin \varphi_1$$

D'où :

1. Pour la simplicité des formules nous n'y ferons pas figurer explicitement la résistance R . Il suffira de ne pas oublier que r_1 dans les calculs qui suivent contient implicitement cette résistance qui s'ajoute à la résistance propre de la soupape.

$$(1) \quad i_1 = I_1 \left[\sin (\omega t - \varphi_1) + \sin \varphi_1 e^{-\frac{r_1}{L} t} \right] \quad 0 \leq t \leq \tau_2$$

Calculons l'époque τ_2 .

Soit τ_2' l'époque définie par la condition :

$$\omega \tau_2' - \varphi_1 = \pi$$

pour laquelle $\sin (\omega t - \varphi_1)$ s'annule par valeurs positives. Le terme exponentiel qui figure dans le second membre de (a) étant toujours positif on a nécessairement :

$$\tau_2 \geq \tau_2' \quad \text{ce qui peut s'écrire :}$$

$$\tau_2 = \tau_2' + \theta_2 \quad \text{avec } \theta_2 \geq 0$$

la durée θ_2 étant déterminée par l'équation :

$$0 = \sin [\omega (\tau_2' + \theta_2) - \varphi_1] + \sin \varphi_1 e^{-\frac{r_1}{L} (\tau_2' + \theta_2)}$$

d'où, toutes réductions faites et en posant : $\omega \theta_2 = \psi$,

$$(a) \quad \sin \psi = \sin \varphi_1 e^{-\left(\frac{\pi}{\varphi_1} + \psi\right) \frac{L}{r_1}} \quad 0 \leq \psi \leq \varphi_1 \leq \frac{\pi}{2}$$

Cette équation sera résolue graphiquement plus bas; remarquons simplement les conditions évidentes :

$$\psi = 0 \quad \text{pour } \varphi_1 = 0$$

$$\text{et } \psi = \frac{\pi}{2} \quad \text{pour } \varphi_1 = \frac{\pi}{2}$$

Entre l'époque τ_2 et l'époque τ_3 où le courant s'annule à nouveau par valeurs négatives la résistance de la soupape est $r_2 = \infty$; le courant, infiniment petit, est en phase avec la tension ($\text{tg } \varphi_2 = \frac{L\omega}{r_2} = 0$), il s'annulera donc en même temps que celle-ci, c'est-à-dire à l'époque :

$$\tau_3 = T \quad \left(T = \frac{2\pi}{\omega} \right)$$

Le cycle du courant est fermé et les mêmes variations se reproduisent périodiquement.

Des calculs qui précèdent on déduit que :

1° *Le courant qui traverse le détecteur soupape admet la période T.*

2° La période T est divisée en deux parties (sous-périodes T' et T'' généralement inégales ($T' \geq T''$) correspondant l'une à la résistance r_1 , l'autre à la résistance $r_2 = \infty$.

3° Le courant ne passe que durant T' . Durant T'' , il est constamment nul.

4° Cas limites : T' est au moins égal à $\frac{T}{2}$ (cas de $\operatorname{tg} \varphi_1 = 0$) et au plus égal à T (cas de $\operatorname{tg} \varphi_1 = \infty$). Dans ce dernier cas la résistance de la soupape est constamment égale à r_1 et l'équation du courant est :

$$i = I_1 (1 - \cos \omega t).$$

Calculons maintenant le courant moyen I_m .

$$I_m = \frac{1}{T} \int_0^{\tau_2} i_1 dt = \frac{1}{T} \int_0^{\tau_2} I_1 \left[\sin (\omega t - \varphi_1) + \sin \varphi_1 e^{-\frac{r_1}{L} t} \right] dt.$$

Or,

$$\frac{1}{T} \int_0^{\tau_2} I_1 \sin (\omega t - \varphi_1) dt = \frac{I_1}{2\pi} (\cos \varphi_1 + \cos \psi)$$

et

$$\frac{1}{T} \int_0^{\tau_2} I_1 \sin \varphi_1 e^{-\frac{r_1}{L} t} dt = \frac{I_1}{2\pi} \sin \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_1 [1 - e^{-(\pi + \varphi_1 + \psi) \cotg \varphi_1}]$$

d'où finalement :

$$(IV) \left\{ \begin{array}{l} I_m = I_1 F(\varphi_1) = \frac{U_1}{\sqrt{r_1^2 + L^2 \omega^2}} F(\varphi_1) \\ F(\varphi_1) = \frac{1}{2\pi} \{ \cos \varphi_1 + \cos \psi + \sin \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_1 [1 - e^{-(\pi + \varphi_1 + \psi) \cotg \varphi_1}] \} \end{array} \right.$$

l'angle ψ étant défini implicitement par l'équation (a) établie plus haut :

$$(a) \quad \sin \psi = \sin \varphi_1 e^{-(\pi + \varphi_1 + \psi) \cotg \varphi_1}$$

Pour pouvoir appliquer les formules IV, déterminons explicitement la fonction $\psi(\varphi_1)$.

L'équation (a) mise sous forme logarithmique donne :

$$(a') \quad \mathcal{L} \sin \psi + \psi \cotg \varphi_1 = \mathcal{L} \sin \varphi_1 - (\pi + \varphi_1) \cotg \varphi_1$$

Traçons sur un même graphique (fig. 11) :

1° la courbe $y_1 = \mathcal{L} \sin \psi$

2° la famille des droites : $y_2 = -\psi \cotg \varphi_1$

3° la courbe $y_3 = \mathcal{L} \sin \varphi_1 - (\pi + \varphi_1) \cotg \varphi_1$.

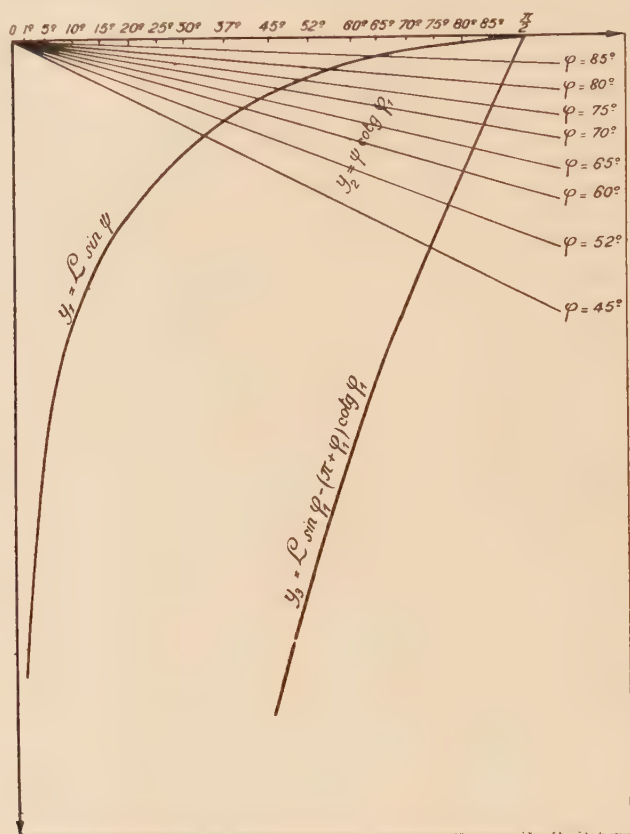


Fig. 11.

Pour trouver la valeur de ψ qui correspond à une valeur donnée de φ_1 , par exemple $\varphi_1 = 75^\circ$, on détermine sur la courbe y_3 l'ordonnée AB correspondant à $\varphi_1 = 75^\circ$. Puis on transporte le segment AB parallèlement à l'axe des y de façon que B glissant sur y_1 , A tombe sur celle des droites y_2 qui correspond à $\varphi_1 = 75^\circ$. L'abscisse ψ correspondante est la solution de l'équation (a') pour $\varphi_1 = 75^\circ$, car elle satisfait bien à la condition :

$$y_1 - y_2 = y_3$$

Par ce procédé, nous avons construit point par point la courbe $\psi(\varphi_1)$ qui est représentée sur la figure 12.

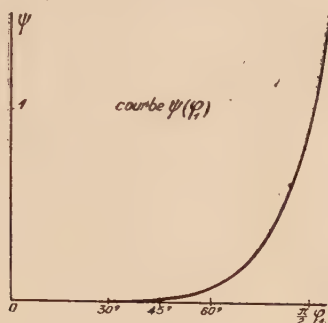


Fig. 12.

En tenant compte des relations :

$$I_1 = \frac{U}{r_1} \cos \varphi_1 = \frac{U}{L\omega} \sin \varphi_1$$

on peut mettre I_m sous les formes :

$$(I') \quad I_m = \frac{U}{r_1} F'(\varphi_1) \quad \text{avec} \quad F'(\varphi_1) = F(\varphi_1) \cos \varphi_1$$

$$(I'') \quad I_m = \frac{U}{L\omega} F''(\varphi_1) \quad \text{avec} \quad F''(\varphi_1) = F(\varphi_1) \sin \varphi_1$$

La formule (I') donnera I_m en fonction de φ_1 pour $r_1 = C^{te}$ (rappelons que r_1 est la somme de la résistance de la soupape et de celle du circuit).

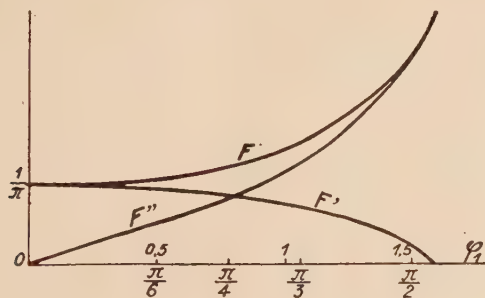


Fig. 13.

La formule (I'') donnera I_m en fonction de φ_1 pour $L\omega = C^{te}$.

On trouvera figure 13 les courbes représentatives de F , F' , F'' en fonction de φ_1 .

On voit sur les courbes de F' et F'' que l'intensité I_m du courant redressé décroît beaucoup plus vite en fonction de la résistance qu'en fonction de l'inductance.

Les lois du second régime-limite du fonctionnement d'un détecteur sont donc les suivantes :

1° L'intensité I_m du courant rectifié est proportionnelle à la première puissance de l'amplitude de la différence de potentiel appliquée ¹.

2° Elle est inversement proportionnelle à l'impédance ² du circuit détecteur.

3° Le facteur de proportionnalité est une fonction F de l'angle de déphasage φ_1 , qui varie entre les valeurs extrêmes $\frac{1}{\pi}$ et 1, lorsque φ_1 varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$ c'est-à-dire quand $\frac{L\omega}{r_1}$ varie de 0 à ∞ .

Supposons que φ_1 varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$, I_1 demeurant constant. Des lois précédentes on déduit les corollaires suivants :

(a) I_m varie dans le rapport de 1 à π .

(b) L'intensité *maxima* I variant de I_1 à $2 I_1$ quand φ_1 varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$, le rapport

$$\frac{I_m}{I} \text{ varie de } \frac{1}{\pi} \text{ à } \frac{1}{2}.$$

(c) Le calcul de I_{eff} montre que le rapport $\frac{I_m}{I_{eff}}$ ou taux de rectification varie

$$\text{de } \frac{2}{\pi} \text{ à } \sqrt{\frac{2}{3}}$$

1. Et non à U^2 comme pour le régime des faibles courants.

2. C'est-à-dire à $\sqrt{r_1^2 + L^2\omega^2}$.

13. Le détecteur-soupape est monté en série avec un condensateur de capacité C et une résistance R' (Cas pratique d'un redresseur de tension).

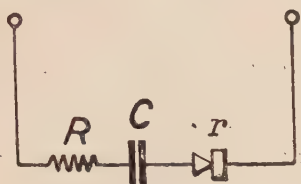


Fig. 14.

Un calcul analogue à celui du paragraphe précédent conduit aux résultats suivants :

Le courant de charge de condensateur est donné par l'équation

$$(2) \quad i_1 = I_1 \left[\sin(\omega t + \varphi_1) - \sin \varphi_1 e^{-\frac{1}{r_1 C} t} \right] \quad 0 \leq t \leq \tau_2$$

avec

$$I_1 = \frac{U}{\sqrt{r_1^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}}}, \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{1}{r_1 C \omega}$$

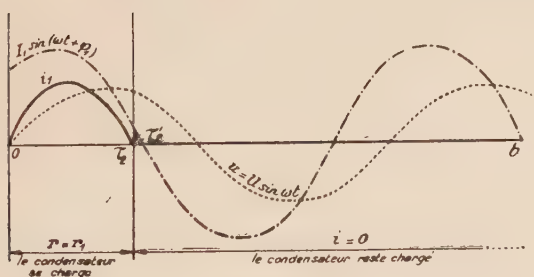


Fig. 15.

L'époque τ_2 à laquelle le courant de charge s'annule est déterminée par l'équation :

$$\tau_2 = \tau_2' - \theta_2$$

avec

$$\omega \tau_2' = \pi - \varphi_1$$

1. Comme plus haut nous supposons que r_1 est la résistance de la soupape majorée de R .

et en posant $\omega \theta_2 = \chi$

$$(b) \quad \sin \chi = \sin \varphi_1 e^{-(\pi - \varphi_1 - \chi) \operatorname{tg} \varphi_1} \quad 0 \leq \chi \leq \varphi_1 \leq \frac{\pi}{2}$$

ou

$$(b') \quad \mathcal{L} \sin \chi - \chi \operatorname{tg} \varphi_1 = \mathcal{L} \sin \varphi_1 - (\pi - \varphi_1) \operatorname{tg} \varphi_1$$

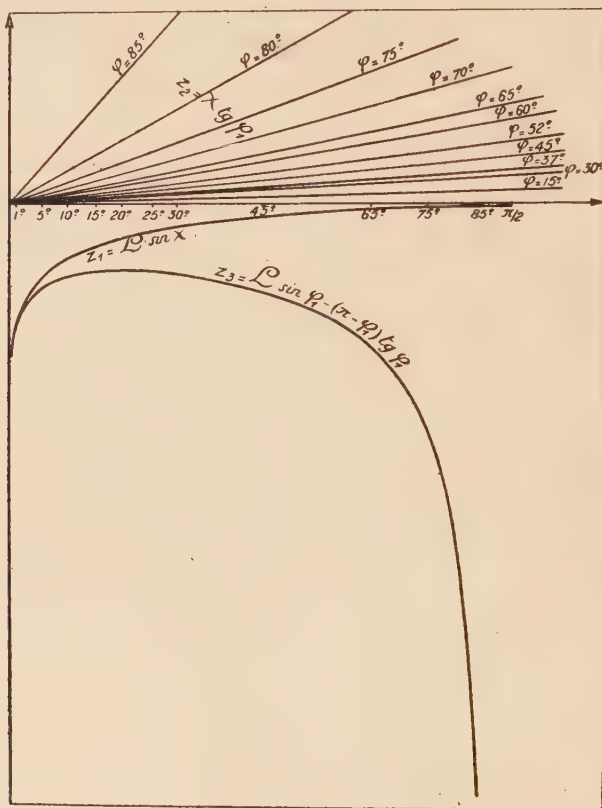


Fig. 16.

En traçant sur le même graphique (fig. 16) les courbes :

$$z_1 = \mathcal{L} \sin \chi, \quad z_3 = \mathcal{L} \sin \varphi_1 - (\pi - \varphi_1) \operatorname{tg} \varphi_1$$

et la famille de droites :

$$z_2 = \chi \operatorname{tg} \varphi_1$$

on obtient par une construction analogue à celle du paragraphe 12 la courbe $\chi(\varphi_1)$ représentée (fig. 17).

Pour $t > \tau_2$ la soupape empêche le condensateur de se décharger en sorte que le courant reste nul pour toute époque postérieure à τ_2 . Le courant moyen de régime est donc nul. Quant à la

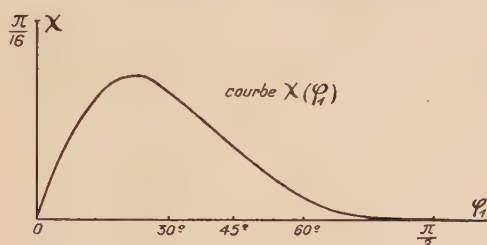


Fig. 17.

différence de potentiel moyenne U_m , elle est égale à $\frac{q_{\tau_2}}{C}$ puisque la charge du condensateur demeure constante après l'époque τ_2 .

On a d'ailleurs en vertu de (2) et des égalités définissant les époques 0, τ_2 et τ_2 :

$$q_{\tau_2} = \frac{I_1}{\omega} [\cos \chi + \cos \varphi_1 e^{-(\pi - \varphi_1 - \chi) \operatorname{tg} \varphi_1}]$$

d'où finalement, en tenant compte de l'égalité :

$$\frac{I_1}{C\omega} = U \sin \varphi_1$$

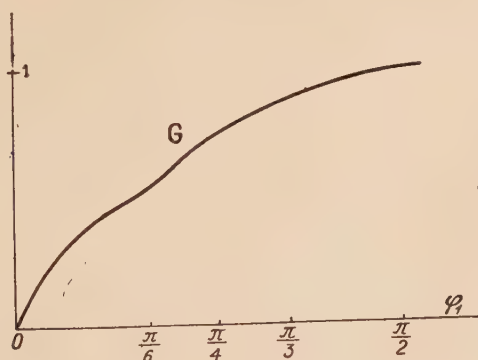


Fig. 18.

$$(V) \begin{cases} U_m = U \times G(\varphi_1) \\ \text{avec :} \\ G(\varphi_1) = \sin \varphi_1 [\cos \chi + \cos \varphi_1 e^{-(\pi - \varphi_1 - \chi) \operatorname{tg} \varphi_1}]. \end{cases}$$

On trouvera (fig. 19) la courbe représentative de $G(\varphi_1)$.

On voit que :

1° Le rapport $\frac{U_m}{U}$ varie de 0 à 1 quand φ_1 varie de 0 à $\frac{\pi}{2}$ c'est-à-dire quand $r_1 C\omega$ varie de ∞ à 0.

2° Le coefficient angulaire de la tangente à l'origine à la courbe représentative de $G(\varphi_1)$ est égal à 2.

C. — SECOND PROBLÈME

14. — Au lieu de se donner la différence de potentiel alternative *effectivement appliquée* au circuit détecteur, on se donne la différence de potentiel *extérieure*.

Le problème *pratique* de la détection se pose en effet dans les termes suivants :

Un circuit C composé d'éléments divers (résistances, selfs, condensateurs, etc...) est le siège d'un courant alternatif. On branche entre deux points A et B de ce circuit le circuit détecteur. Avant ce branchement il existait entre A et B une différence de potentiel alternative *extérieure* $u = f(t)$ d'amplitude U. Sauf dans le cas où l'impédance du circuit détecteur est infinie, le branchement de ce circuit entre les points A et B modifie le régime du courant dans le circuit C et la différence de potentiel u devient $v = \varphi(t)$ d'amplitude V *généralement inférieure à U*.

Le nouveau problème proposé comprend donc deux parties :

1° le calcul de v en fonction de u ;

2° le calcul de I_m dans le circuit détecteur connaissant les éléments de ce circuit et la différence de potentiel *effectivement appliquée* v (Premier problème).

La distinction de ces deux parties dans le second problème est généralement artificielle, car les deux solutions, impliquées l'une dans l'autre, sont données par la résolution d'un système d'équations *unique*. Toutefois il est un cas où les deux parties « se séparent ». C'est le cas du régime des faibles courants où *dans le calcul du courant instantané i* , il est permis de traiter le détecteur comme un conducteur de résistance r_0 , la partie variable $k i$ de la résistance du détecteur ne donnant lieu qu'à des termes du second ordre en i qui interviennent *seulement* dans le calcul de I_m .

Nous allons donner un exemple de résolution du Second Problème en nous plaçant précisément dans le cas du régime des faibles courants :

Considérons en premier lieu le problème suivant :

15. — Un courant alternatif sinusoïdal de pulsation ω traverse un condensateur C monté en série avec une self L et une résistance R . La condition de résonance ($LC\omega^2 = 1$) étant satisfaite l'amplitude de la différence de potentiel aux bornes du condensateur est U .

On shunte le condensateur C avec une résistance ρ . U diminue et devient U' . On modifie alors la self L de façon à donner à U' sa plus grande valeur possible V .

On demande de calculer le rapport $\frac{V}{U}$.

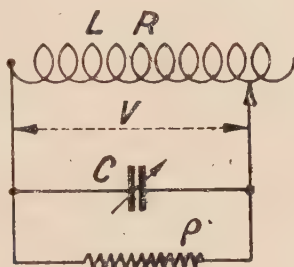


Fig. 19.

Soient i le courant total, j le courant dans la branche shunt, j' le courant dans la branche condensateur, $e = E \sin \omega t$ la force électromotrice appliquée au système. On a :

$$i = j + j'$$

$$\rho j = \frac{q'}{C} \text{ ou } \rho \frac{dj}{dt} = \frac{j'}{C} \quad (a)$$

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \rho j = E \sin \omega t.$$

En résolvant ce système d'équations on trouve que le maximum V de U' correspond à la valeur de L déterminée par la condition :

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \frac{\rho^2}{\rho^2 + \frac{1}{C^2 \omega^2}} \quad (b)$$

et que le rapport $\frac{V}{U}$ a pour valeur :

$$\frac{V}{U} = \frac{\cos \varphi}{1 + \frac{\rho}{R} \sin^2 \varphi} = \alpha \quad (c)$$

avec $\cotg \varphi = \rho C\omega$.

Prenons par exemple $R = 10 \text{ ohms}$ $\frac{1}{C\omega} = 10^3 \text{ ohms}$. On trouve :

Pour $\rho = 10^6 \text{ ohms}$ $\frac{V}{U} = \frac{9}{10}$

Pour $\rho = 10^5 \text{ ohms}$ $\frac{V}{U} = \frac{1}{2}$

Pour $\rho = 10^4 \text{ ohms}$ $\frac{V}{U} = \frac{1}{9}$

Pour $\rho = 10^3 \text{ ohms}$ $\frac{V}{U} = 0,014$

On voit que le shunt du condensateur de résonance, même par une résistance très élevée, abaisse considérablement l'amplitude de la différence de potentiel aux bornes de ce condensateur. (On a déjà une baisse de moitié pour $\rho = 10^5 \text{ ohms}$.)

Si on shunte le condensateur de résonance par une résistance ρ montée en série avec une résistance ρ' , elle-même shuntée par un condensateur C' tel que $\frac{1}{C'\omega}$ soit négligeable devant ρ' , le calcul montre que tout se passe comme si le condensateur de résonance était shunté seulement par la résistance ρ .

Considérons maintenant le problème suivant qui correspond au montage le plus employé en T. S. F. d'un détecteur à contact.

16. — *Un circuit oscillant composé d'une self L de résistance R et d'un condensateur C est le siège d'une f. e. m. $e = E \sin \omega t$, on branche en dérivation sur le condensateur C un circuit composé d'un détecteur à contact de résistance r_0 monté en série avec un galvanomètre de résistance g . Ce galvanomètre est shunté par un condensateur C' tel que $\frac{1}{C'\omega}$ est négligeable devant l'impédance du galvanomètre. Calculer le courant moyen J_m qui traverse le galva-*

nomètre pour le régime des faibles courants en supposant la résonance établie et corrigée suivant la formule (b).

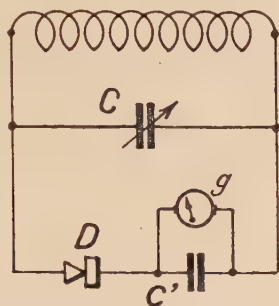


Fig. 20.

La solution de ce problème résulte immédiatement du rapprochement de celle du problème précédent et de la formule (II) du paragr. 7. On a :

$$(VI) \left\{ \begin{array}{l} J_m = - \frac{k}{g + r_o} \frac{V_{eff}^2}{r_o^2} = - \frac{\sigma V_{eff}^2}{g + r_o} = - \frac{\sigma}{g + r_o} \alpha^2 U_{eff}^2 \\ \text{avec } \alpha^2 = \frac{\cos^2 \varphi}{(1 + \frac{r_o}{R} \sin^2 \varphi)^2} \quad \cotg \varphi = r_o C \omega \\ U_{eff} = E_{eff} \frac{1}{RC \omega} \end{array} \right.$$

On voit qu'en prenant pour R et $\frac{1}{C\omega}$ les données numériques choisies plus haut, le courant moyen fourni par un détecteur de résistance 10^4 ohms est réduit par « effet shunt » du condensateur de résonance à $1/81$ de la valeur qui correspondrait à $V_{eff} = U_{eff}$.

Ainsi s'explique le fait que la sensibilité d'un détecteur à contact monté en dérivation sur le condensateur de résonance *augmente avec la résistance du contact*¹. C'est pour la même raison que les sans-filistes recherchent de préférence les galènes à grain fin dont la résistance est très élevée et que les « points » les plus sensibles correspondent à de faibles pressions du chercheur sur le cristal. L'application la plus intéressante des formules (VI) est précisément

1. Il faut évidemment augmenter en même temps la sensibilité, donc la résistance du téléphone associé au détecteur.

la détermination de la valeur optima qu'il convient de donner à la résistance r_0 du contact, c'est-à-dire la résolution du problème suivant :

17. — *Connaissant la capacité C et la résistance R du C. O. supposé en résonance sur la pulsation ω , connaissant la résistance g du galvanomètre associé au détecteur, on se propose de déterminer la valeur de la résistance r_0 du contact, qui rend maximum le courant rectifié J_m .*

Prenons comme inconnue le rapport : $x = \frac{r_0}{R}$

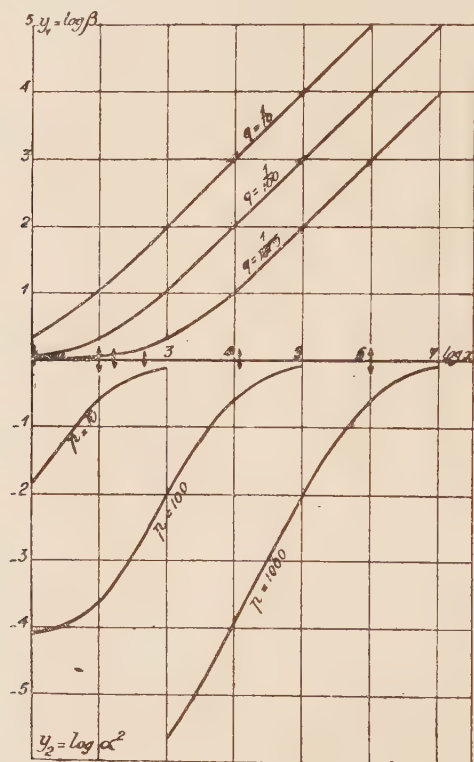


Fig. 21.

et posons :

$$\frac{1}{R C \omega} = p \quad \frac{R}{g} = q \quad \frac{1}{1 + qx} = \frac{1}{\beta}$$

Il vient :

$$J_m = -\sigma E_{eff}^2 \frac{p^2}{g} \cdot \frac{\alpha^2}{\beta} = -\frac{\sigma E_{eff}^2}{g} \lambda$$

en posant

$$p^2 \frac{\alpha^2}{\beta} = \lambda.$$

Pour déterminer la valeur x_m qui rend maximum le rapport $\frac{\alpha^2}{\beta}$ tra-
çons sur le même graphique (fig. 21) en fonction de $u = \log x$:

- 1° $y_1 = \log \beta$ pour $q = \frac{1}{10}, \frac{1}{100}, \frac{1}{1000}$.
- 2° $y_2 = \log \alpha^2$ pour $p = 10, 100, 1000$.

La valeur cherchée x_M du rapport $\frac{r_o}{R}$ aura pour logarithme l'abscisse
 u_M , telle que la somme $y_1 + |y_2|$ soit minimum.

Le tableau I contient les valeurs x_M pour quelques valeurs simples
de p et de q .

TABEAU I

Détermination de la résistance optima du contact

$p = \frac{\text{capacitance}}{\text{résistance du C. O.}}$

$q = \frac{\text{résistance du C. O.}}{\text{résistance du galvan.}}$

$x_M = \frac{\text{résistance optima du contact}}{\text{résistance du C. O.}}$

				p
	$x_M = 100$	$x_M = 180$	$x_M = 470$	10
	$x_M = 10^4$	$x_M = 10^4$	$x_M = 12.000$	100
	$x_M = 10^6$	$x_M = 10^6$	$x_M = 10^6$	1.000
q	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{100}$	$\frac{1}{1.000}$	

On voit que x_M croît quand p augmente et quand q diminue.

Lorsque p est grand et q pas trop faible x_M dépend seulement de
 p , car $\log x_M$ est assez grand pour correspondre à la région du gra-
phique de la figure 22 où les courbes $y_1 = \log \beta$ sont devenues des
droites parallèles.

De l'examen du tableau I, il résulte que pour $R = 10 \Omega$ et
 $g = 1000 \Omega$, il conviendrait pour $p = 100$ de donner à la résistance
du contact détecteur la valeur $r_o = 10^4 \Omega$. Avec le contact métal-

galène une telle résistance serait difficile à obtenir, car elle exigerait l'emploi d'une pression extrêmement faible. Elle serait d'ailleurs pratiquement inutilisable en raison de son instabilité. Certains contacts, le perikon en particulier, présentent sur le contact métal-galène l'avantage de permettre la réalisation de résistances élevées sous de fortes pressions.

En pratique, on substituera avantageusement à la solution qui résulte de la discussion précédente, à savoir : *emploi d'un détecteur très résistant, associé à un galvanomètre¹ très résistant*, le procédé qui consiste à brancher le circuit détecteur en dérivation sur une faible fraction AM de la bobine L du C. O. (fig. 22).

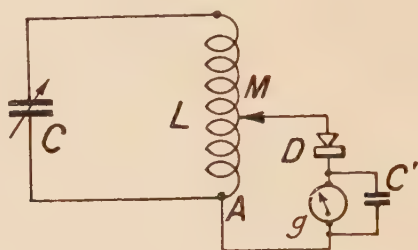


Fig. 22.

On évite ainsi même avec un détecteur de résistance moyenne, d'amortir² fortement le C. O. et la tension effectivement appliquée au détecteur, bien qu'étant une faible fraction de la tension existant entre les extrémités A et B de la self L, est cependant beaucoup plus grande que si le détecteur était branché entre A et B.

1. En T. S. F. le galvanomètre sera remplacé par un écouteur téléphonique.
 2. On obtient en effet avec le montage de la figure 22 des résonances dont l'acuité peut être comparée à celles que l'on réalise avec un détecteur à lampe.

CHAPITRE II

A. VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

18. Relation $r = r_o + ki$.

Le contact C muni d'un inverseur est intercalé dans l'une des branches d'un Pont de Wheatstone (fig. 23). Les résistances r_1 et r_2 sont égales en sorte que lorsque l'équilibre du pont est réalisé, le courant traversant le contact est la moitié du courant lu sur le galvanomètre G.

L'ensemble du potentiomètre p et de la résistance ρ égale à

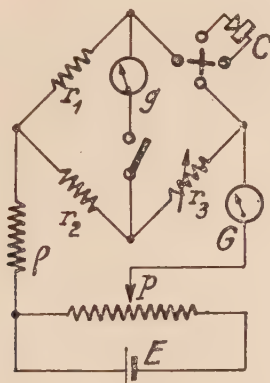


Fig. 23.

50.000 Ω permet de faire varier le courant d'alimentation du pont, tout en le maintenant à une valeur suffisamment faible pour rester dans les limites de validité de la formule :

$$(A) \quad r = r_o + ki.$$

Il faut tenir compte, au moment du tarage du pont, de la légère¹

1. Cette perturbation devient énorme si on touche avec les doigts le « chercheur » du détecteur en raison de l'échauffement qui en résulte.

perturbation du galvanomètre g par le courant thermoélectrique qu'engendre le contact en raison des inévitables différences de température existant entre les deux électrodes métalliques qui touchent la galène, soit entre l'une d'elles et le cristal.

On trouvera ci-après deux droites représentatives de $r(i)$ concernant le contact cuivre¹-galène. Les valeurs des paramètres caractéristiques sont $r_o = 1.000 \Omega$, $k = 5.10^6 \Omega/\text{A}$, $\sigma = 5 \nu^{-1}$ dans le cas de la fig. 24 et $r_o = 5.000 \Omega$, $k = 11,5.10^7 \Omega/\text{A}$, $\sigma = 4,6 \nu^{-1}$ dans le cas de la fig. 25.

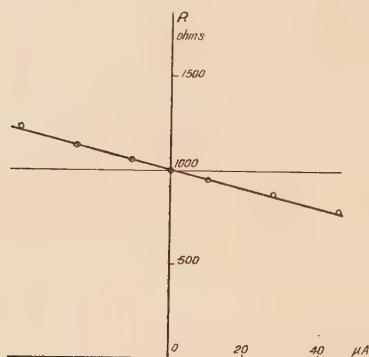


Fig. 24.

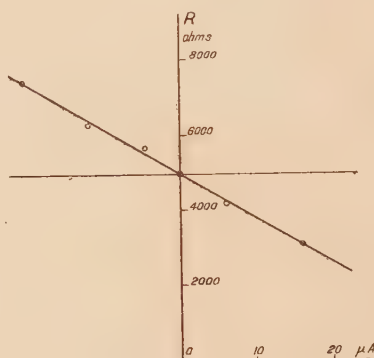


Fig. 25.

On voit que la formule (A) est applicable tant que ki ne dépasse pas $2/10$ de r_o .

19. Relation $\frac{k}{r_o^2} = \text{Cte.}$

A l'aide du pont décrit précédemment, on mesure les deux résistances r_1 et r_2 d'un contact argent² galène pour les deux sens du courant et on en déduit r_o et k par les relations :

$$r_o = \frac{r_1 + r_2}{2} \quad k = \frac{r_1 - r_2}{2i}$$

Comme il est à peu près impossible d'étudier sur un même « point » de galène les variations de k en fonction de r_o , on détermine pour chaque valeur de r_o la moyenne des valeurs de k correspondant à

1. L'électrode métallique était constituée par un fil de cuivre de 0,5 mm. de diamètre
 2. Fil d'argent de 0,5 mm. de diamètre.

dix « points » différents appartenant à la même région d'un même cristal.

On amène la résistance r_o à la valeur voulue en modifiant progressivement la pression du fil d'argent sur le cristal. Tant pour la commodité des mesures que pour ne pas sortir des limites où la formule :

$$r = r_o + ki$$

est applicable, au lieu d'opérer à courant constant pour diverses valeurs de r_o , on maintient constant le produit $r_o i$ en sorte que la loi :

$$\sigma = \frac{k}{r_o^2} = \text{Cte}$$

doit se traduire par la condition :

$$\frac{r_1 - r_2}{r_o} = \text{Cte.}$$

On trouvera dans le tableau I les résultats d'une série de mesures pour des contacts dont la résistance r_o varie de 500 à 5.000 ohms. Le tableau II donne les valeurs correspondantes de k et de σ .

TABLEAU I.

i	r_o	$r_1 - r_2$	$\frac{r_1 - r_2}{r_o}$
2.10^{-5} A	500 Ω	68 Ω	$1,36.10^{-1}$
10^{-5} A	1.000 Ω	135 Ω	$1,35.10^{-1}$
$0,5.10^{-5}$ A	2.000 Ω	260 Ω	$1,30.10^{-1}$
$0,2.10^{-5}$ A	5.000 Ω	720 Ω	$1,44.10^{-1}$

TABLEAU II.

r_o	$k \frac{\Omega}{A}$	$\sigma = \frac{k}{r_o^2}$
500 Ω	$1,70 \cdot 10^6$	$6,8 \text{ } v^{-1}$
1.000 Ω	$6,75 \cdot 10^6$	$6,75 \text{ } v^{-1}$
2.000 Ω	$26,00 \cdot 10^6$	$6,50 \text{ } v^{-1}$
5.000 Ω	$18,00 \cdot 10^7$	$7,20 \text{ } v^{-1}$

La *sensibilité* de la galène étudiée est donc voisine de 7 volts⁻¹. Les meilleures galènes dont j'ai mesuré la sensibilité donnaient $\sigma = 12 \text{ volts}^{-1}$.

Les variations de r_o étant obtenues par variation de pression, il résulte en outre du tableau II que, pour le contact étudié et entre 500 et 5.000 Ω , la sensibilité σ est indépendante de la pression¹.

20. Relation $\frac{I_m}{I_r} = \left(\frac{g' + r_o}{g + r_o} \right)^3$.

J'ai vérifié sur le contact argent-galène que, dans le cas où le détecteur est monté en série avec un galvanomètre de résistance g (fig. 26), le courant rectifié I_m est inversement proportionnel au cube de la résistance totale $g + r_o$ du circuit détecteur conformément à la formule (I) du paragraphe 6 :

$$I_m = - \frac{k U_{eff}^2}{(r_o + g)^3}.$$

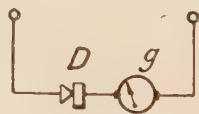


Fig. 26.

Dispositif expérimental. — Le montage utilisé est représenté

1. Voir § 9.

figure 27. Il comprend une partie alternatif pour la mesure de I_m et une partie continu pour la mesure de r_o .

Mesure de I_m . — Un potentiomètre à corde constitué par un fil de constantan AB long de 1 mètre et de résistance égale à $0,646 \Omega$ est alimenté par le courant basse tension d'un transformateur Ferrix

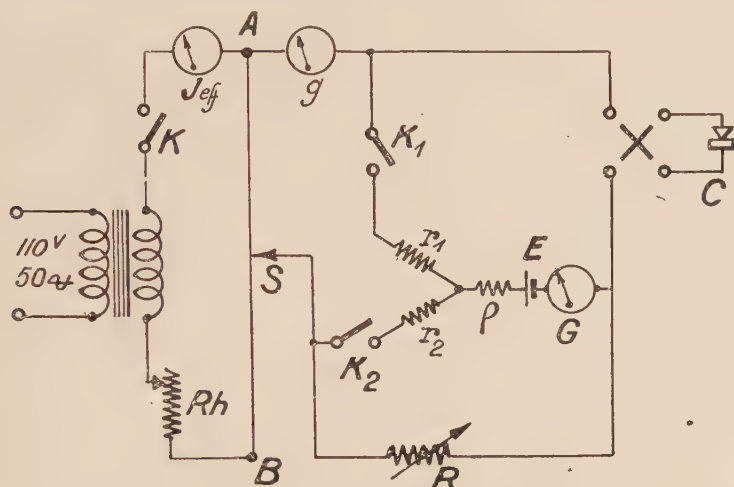


Fig. 27.

branché sur le réseau 110v, 50 $\sim$. Le courant J_{eff} fourni par le Ferrix est réglé par un rhéostat de Trévoux Rh et mesuré à l'aide d'un milliampèremètre thermique Chauvin et Arnoux 0-200 mA.

La d. d. p. U_{eff} réglable fournie par le potentiomètre est appliquée à un circuit comprenant le contact C, le galvanomètre g et la résistance R.

Le galvanomètre g destiné à la mesure de I_m était un Chauvin et Arnoux à cadre mobile (résistance $g = 358 \Omega$, constante : $0.0118 \mu A/mm$). Un shunt non figuré sur le schéma permettait de faire varier sa sensibilité. Un tableau dressé après étalonnage direct de l'appareil shunté donnait sa résistance apparente g et sa constante pour les différents shunts utilisés. La résistance R constituée par une boîte étalon Carpentier (1 à 10.000 Ω) permettait de modifier la constante apparente du galvanomètre, $g' = g + R$.

Mesure de r_o . — On coupe le courant du Ferrix à l'aide de la clef K et on ferme les clefs K_1 et K_2 . Le contact se trouve alors intercalé

dans l'une des branches du pont de la fig. 23, le galvanomètre g servant de galvanomètre de pont et la résistance R de boîte de tarage.

Marche d'une expérience.

a) On mesure, comme il vient d'être dit, la résistance r_o du contact et on s'assure de sa stabilité,

b) Après avoir ouvert les clefs K_1 , K_2 , on ferme la clef K et on règle à une valeur convenable (100 mA) le courant J_{eff} . Puis on lit sur g la valeur I_m du courant rectifié par le contact pour $R = 0$. On amène I_m à une valeur suffisamment grande en agissant sur U_{eff} à l'aide du curseur S du potentiomètre.

c) Sans modifier la position de S et en évitant toute perturbation du contact, on prend sur la boîte étalon une résistance R et on lit sur g la nouvelle valeur I'_m du courant rectifié.

d) Après avoir ouvert K et fermé K_1 , K_2 on détermine à nouveau r_o de façon à s'assurer que la résistance du contact n'a subi au cours de l'expérience aucune variation sensible. Seuls sont conservés les résultats des mesures satisfaisant à cette condition.

Résultats. — La résistance $r_o + g + R$ du circuit dérivé étant toujours très grande devant celle du fil du potentiomètre U_{eff} peut être considéré comme constant dans les mesures (b) et (c). D'autre part à la fréquence 50 sec^{-1} les réactances du galvanomètre et des bobines de la boîte R sont pratiquement nulles. Dans ces conditions la formule :

$$I_m = - \frac{k U_{eff}^2}{(r_o + g + R)^3}$$

est applicable et la comparaison des mesures (b) et (c), où U_{eff} , r_o et k ont mêmes valeurs, donne :

$$\frac{I_m}{I'_m} = \left[\frac{r_o + g + R}{r_o + g} \right]^3$$

Le tableau III donne le résultat de six groupes de mesures. Les deux dernières colonnes contiennent les deux membres de l'égalité à vérifier. On voit que l'écart moyen est seulement de l'ordre de 1/100, quoique l'erreur commise sur r_o soit multipliée par 3.

TABLEAU III

$$\text{Relation } \frac{I_m}{I'_m} = \left[\frac{g' + r_o}{g + r_o} \right]^3$$

SHUNT DU galvanomètre	U_{eff}	$g + r_o$	I_m	$R + g + r_o$	I'_m	$\frac{I_m}{I'_m}$	$\left[\frac{R + g + r_o}{g + r_o} \right]^3$
$s = \infty$ $g = 358 \, \Omega$ $K = 1,13.10^{-8} \text{ A/mm}$	19,4	2.540	88	4.200	20	4,40	4,48
	19,4	3.660	61	5.660	16	3,81	3,70
	19,4	2.540	76	3.540	28	2,71	2,70
$s = 50 \, \Omega$ $g = 45 \, \Omega$ $K = 9,18.10^{-8} \text{ A/mm}$	32,3	865	75	1.095	37,5	2,00	2,02
	33,8	2.425	59	3.425	21	2,81	2,81
	38,8	1.347	68	1.847	26	2,62	2,58
	millivolts	ohms	m/m	ohms	m.m		

21. Vérification simultanée des relations :

$$\frac{k}{r_o^2} = \text{Cte (autre méthode) et } \frac{I_m}{I'_m} = \frac{k}{k'} \frac{(g + r'_o)^3}{(g + r_o)^3}$$

Vérifions la formule $\frac{k}{r_o^2} = \text{Cte}$, mais au lieu de déterminer k directement au pont de Wheatstone, tirons k de la relation :

$$I_m = - \frac{k U_{eff}^2}{(r_o + g)^3}$$

il vient :

$$k = - \frac{I_m}{U_{eff}^2} (r_o + g)^3$$

les grandeurs I_m , U_{eff} , r_o étant mesurées comme il a été dit § 20 à l'aide du montage de la figure 27.

Comme on ne peut faire varier k en fonction de r_o pour un même « point » de galène on faisait dix déterminations de k correspondant

à dix « points » différents de même r_o appartenant à une même région de cristal et on prenait la moyenne. On calculait ensuite le quotient $\frac{k}{r_o^2}$ qui doit être indépendant de r_o .

TABLEAU IV.

r_o	U_{eff}	$r_o + g$	I_m	k	$\frac{k}{r_o^2}$
1.000	25,8	1.045	5,51	$9,42 \cdot 10^6$	9,42
2.000	25,8	2.045	2,94	$3,71 \cdot 10^7$	9,26
ohms.	millivolts.	ohms.	microampères.	ohms-amp. ⁻¹	volts ⁻¹

Le tableau IV donne le résultat de deux groupes de mesures correspondant à des valeurs de r_o égales à 1.000 et à 2.000 ohms.

B. CONCLUSIONS PRATIQUES CONCERNANT L'ESSAI. RATIONNEL D'UN CONTACT RECTIFIANT.

22. — L'essai méthodique d'un contact détecteur exige la connaissance des paramètres caractérisant de *façon intrinsèque* les propriétés rectifiantes de ce contact. Cette connaissance suppose elle-même la détermination des formes fonctionnelles de I_m et de U_m qui a été faite chapitre I^{er}. Aussi bien, rien ne saurait mieux justifier l'utilité des notions abstraites introduites dans ce chapitre que l'application que nous en ferons ci-après au problème de l'essai pratique d'une substance rectifiante.

23. Cas des faibles courants.

Facteur sensibilité, Facteur $\frac{\text{pression}}{\text{résistance}}$

Considérons un contact *régulier* (voir § 4) formé d'une substance semi-conductrice S supposée homogène et d'un métal M ¹.

1. On sait que pour les *corps bons détecteurs*, la nature du métal associé n'a généralement pas d'influence sensible sur la rectification. Cf. Collet, *Thèse*, p. 28. Cette assertion doit être limitée aux contacts peu cohérables. —

L'épreuve d'un tel contact comportera essentiellement la détermination du paramètre $\sigma = \frac{k}{r_o^2}$ que nous avons nommé *sensibilité* parce qu'il caractérise complètement l'aptitude du contact à la rectification indépendamment de la surface et de la pression de contact.

Elle comportera accessoirement un essai résistance-pression. En effet lorsque le contact est utilisé comme détecteur de tension, ce qui est le cas de tous les détecteurs à contact usuels, on a intérêt, on l'a vu, à employer des contacts ayant une résistance r_o très élevée afin d'éviter l'amortissement du circuit oscillant. On est conduit par suite à diminuer la pression de contact, mais lorsque celle-ci devient trop faible le contact devient tellement sensible aux perturbations mécaniques et électriques qu'il cesse d'être pratiquement utilisable.

Pour ces raisons, un contact donnant une forte résistance r_o sous une forte pression sera bien préférable à un contact d'égale sensibilité, mais exigeant une faible pression pour être doué de la même résistance r_o .

Il conviendra donc de tenir compte en seconde ligne du facteur

$$\pi = \frac{\text{force pressante}}{r_o}.$$

Pour une valeur donnée de r_o et pour des électrodes de contact de courbures données, plus π sera grand, meilleur sera le contact en tant que détecteur de tension.

Adoptons par exemple pour électrode métallique une petite sphère de 1 mm. de diamètre, le métal constituant cette électrode étant inoxydable, soigneusement poli et non écrouissable aux pressions appliquées. Supposons d'autre part que la surface utilisée de la substance active S soit macroscopiquement plane. Enfin convenons de prendre pour π la valeur en grammes de la force pressante correspondant à une unité de r_o prise arbitrairement égale à 1.000 Ω . L'essai résistance-pression consistera donc moyennant ces conventions, à déterminer la force pressante qui amène à 1.000 Ω la valeur de r_o .

Il va sans dire que même avec des substances homogènes les déterminations de σ et de π devront porter sur une dizaine de « points » de contact.

Exemple. — En prenant comme électrode d'épreuve une tête d'épingle nickelée ($d = 1,7$ mm.) nous avons trouvé pour $r_s = 1.000 \ \Omega$ les moyennes suivantes relatives à un échantillon de galène et à un échantillon de pyrite de fer :

$$\begin{array}{ll} \text{Galène : } \sigma = 8 \text{ v}^{-1} & \pi = 15 \text{ gr.} \\ \text{Pyrite : } \sigma = 5 \text{ v}^{-1} & \pi = 300 \text{ gr.} \end{array}$$

La pyrite était donc moins sensible que la galène, mais donnait des contacts *beaucoup plus stables*¹, *puisque la même résistance de contact s'obtenait sous une pression 20 fois plus forte.*

1. A cette plus grande stabilité mécanique correspond également une plus grande stabilité électrique. A l'époque où l'on se servait de détecteurs à cristaux dans les stations côtières les opérateurs, munis d'un détecteur à galène et d'un détecteur à pyrite, utilisaient toujours le second en temps d'orage, car le « point sensible » de la galène était détruit à chaque décharge atmosphérique (effet cohéreur).

DEUXIÈME PARTIE

LES MAUVAIS DÉTECTEURS

Étude expérimentale des contacts métal-sulfure de cuivre
et métal-galène $\S$.

CHAPITRE PREMIER

BONS ET MAUVAIS DÉTECTEURS

24. — Les couples détecteurs du type métal-semi-conducteur peuvent être divisés en deux groupes :

1^{er} Les couples bons détecteurs chez qui la rectification est toujours de même sens et dépend peu de la nature du métal. Ces contacts ont des résistances stables, ils sont exempts de trainage et d'hystérésis de conduction.

2^o Les couples mauvais détecteurs qui sont souvent doués de rectifications de sens inverses aux faibles et aux fortes amplitudes, et chez qui la nature du métal associé au semi-conducteur influe sur le sens et la grandeur du courant rectifié. Les résistances sont instables et leurs variations en fonction du courant sont affectées de trainage et d'hystérésis.

L'étude des contacts mauvais détecteurs nous a paru doublement instructive :

D'une part, grâce au trainage qui permet d'observer leur fonctionnement « au ralenti » et grâce à l'hystérésis qui fixe l'empreinte des actions subies, on peut saisir ici certains ressorts du mécanisme de la rectification qui chez les contacts bons détecteurs demeurent secrets. D'autre part comme les contacts mauvais détecteurs jouissent de propriétés intermédiaires entre celles des cohérents et celles des contacts bons détecteurs leur étude est

particulièrement propre à mettre en lumière les rapports existant entre la cohération et la rectification.

Pour ces raisons, au lieu de nous attarder à l'étude des détecteurs classiques, galène, pyrite, etc... qui ont déjà fait l'objet de très nombreuses recherches, nous avons consacré la majeure partie expérimentale de ce travail à deux contacts mauvais détecteurs qui nous ont paru particulièrement intéressants, en raison de l'antagonisme de leurs propriétés, et de leur parenté avec les cohéreurs. Ce sont :

1° Le contact métal-sulfure de cuivre.

2° Le contact métal-galène β .

Les difficultés expérimentales résultant de l'extrême instabilité de ces contacts sont considérables. Celles que l'on rencontre dans l'étude des contacts bons détecteurs n'en sauraient donner l'idée, car au point de vue sécurité et itérabilité des mesures, il y a beaucoup plus de différence entre le contact métal-sulfure de cuivre et le contact métal-galène sensible, qu'entre ce dernier contact et une lampe à trois électrodes.

=====

CHAPITRE II

ÉTUDE EN RÉGIME PERMANENT DU CONTACT MÉTAL-SULFURE DE CUIVRE¹

25. Dispositif expérimental. — De nombreux essais préliminaires ont montré qu'il était indispensable :

- 1° d'effectuer les mesures le plus rapidement possible ;
- 2° d'éviter les perturbations dues à la rupture du courant.

Après divers tâtonnements on s'est arrêté au montage représenté figure 28.

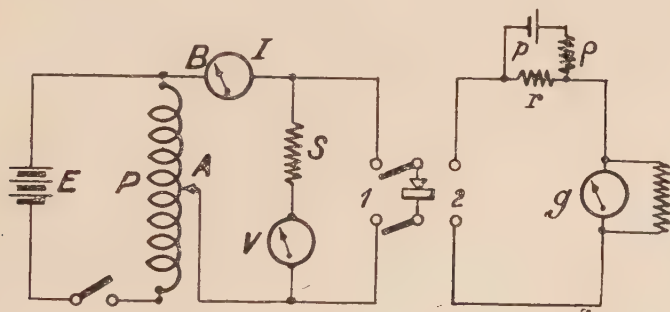


Fig. 28.

1° L'ensemble du potentiomètre à curseur P, du milliampèremètre²

1. Les expériences rapportées ci-après, ont porté sur des chalcosines (sulfure cuivreux naturel cristallisé en prismes orthorhombiques).

J'ai montré dans un autre travail (*Onde Électrique*, n° 110) que le sulfure cuivreux synthétique (cristaux cubiques) est doué des mêmes propriétés électriques que le sulfure naturel, mais que la conductibilité métallique et la rectification sont liées à l'existence de l'impureté sulfure *cuivrique*. Il est possible que l'impureté CuS joue le même rôle chez la chalcosine mais on ne peut l'affirmer, ce corps possédant de par sa forme cristalline et indépendamment de toute impureté une *conductibilité mixte*.

Pour cette raison, nous emploierons le terme sulfure de cuivre qui ne préjuge en rien de la pureté des cristaux étudiés, ni des rôles joués par Cu²S et CuS.

2. Chauvin et Arnoux à 4 sensibilités (1-10-100-1000 mA).

I et du galvanomètre à miroir V utilisé comme voltmètre grâce au réducteur de potentiel¹ S permet de relever la caractéristique statique du contact C. Le contact est muni d'un inverseur non figuré sur le schéma.

1° L'ensemble du potentiomètre p ($r = 6 \Omega$, $\rho = 10^4 \Omega$) et du galvanomètre² g permet, en envoyant un très faible courant à travers le contact, de mesurer sa résistance à courant nul R_0 . Celle-ci se déduit de la déviation α du galvanomètre, grâce à un étalonnage préalable du système. Cet étalonnage consiste à remplacer le contact par une boîte à fiches R et, pour un réglage fixe du poten-

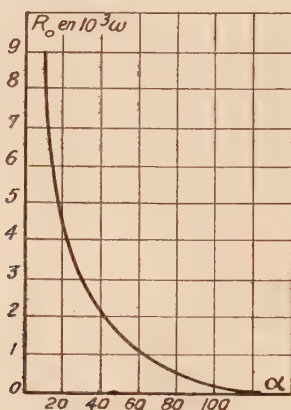


Fig. 29.

tiomètre p , à relever la déviation du galvanomètre en fonction de R. La courbe $R_0 = f(\alpha)$ est représentée figure 29. Elle était fréquemment contrôlée.

La rapidité de la détermination de R_0 étant beaucoup plus importante que sa précision, cette méthode est dans le cas actuel préférable à celle du pont utilisée pour la galène (chapitre II, Première Partie). D'ailleurs, l'extrême instabilité mécanique et électrique du contact métal-sulfure de cuivre entraînant de constantes fluctuations de sa résistance rend peu praticable l'emploi d'une méthode de zéro.

1. Celui-ci était réglé de façon que 1 millimètre de déviation de V correspondit à 1/100 de volt. Sa valeur était de $3 \cdot 10^5 \Omega$.

2. Chauvin et Arnoux à cadre ($g = 500 \Omega$, $K = 2 \cdot 10^{-9} \text{ A/mm}$).

3° Un commutateur bipolaire à deux directions permet de passer immédiatement du relevé d'une caractéristique (position 1) à la mesure de R_o (position 2).

On n'utilisait le galvanomètre-voltmètre V branché aux bornes du contact que lorsque la résistance de celui-ci était petite devant S , c'est-à-dire quand le courant de consommation du voltmètre était négligeable¹. Lorsqu'il n'en était pas ainsi, on déconnectait le galvanomètre V et on branchait un voltmètre U entre les points A et B . La d.d.p. V aux bornes du contact est alors déduite de U par la formule :

$$V = U - RI$$

R étant la résistance du milliampèremètre I pour la sensibilité utilisée.

Remarquons à cette occasion que, si le but des mesures est la

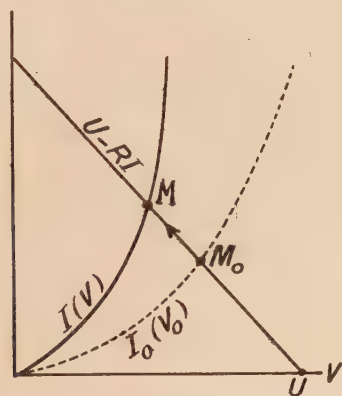


Fig. 30.

détermination de la fonction $I(V)$, la véritable variable expérimentale commandée par le curseur A du potentiomètre est U et non V . C'est ainsi que, lorsqu'il y a trainage, I et par suite V varient en fonction du temps à U constant, le point figuratif M_o de la caractéristique d'établissement $I_o(V_o)$ se déplaçant sur la droite $U - RI$ jusqu'à ce qu'il se stabilise en M sur la caractéristique statique $I(V)$ figure 30.

¹ C'est en raison de cet avantage et faute d'électromètre que nous avons utilisé le galvanomètre au lieu d'un voltmètre pour la mesure de V .

Signalons enfin, pour donner une idée des difficultés rencontrées, que dans le but d'éviter la cohération ou l'anticohération, du contact par l'étincelle de rupture du courant I, on ne supprimait jamais ce courant à l'aide d'une clef mais en ramenant au zéro le curseur A du potentiomètre P. Le contact glissant du curseur pouvant entraîner de légères perturbations du même ordre, une résistance tampon¹ d'une centaine d'ohms non figurée sur le schéma de la figure 28 était branchée entre A et B.

26. Plan de l'étude. — Nous étudierons successivement :

1° *La conduction limite* c'est-à-dire la conduction d'un courant assez faible quel qu'en soit le sens pour ne pas modifier le contact.

2° *La conduction d'un courant allant du sulfure au métal* (sens α).

3° *La conduction d'un courant allant du métal au sulfure* (sens β).

4° *La conduction alternée.*

Les mesures étant extrêmement pénibles² en raison de l'instabilité déjà signalée du contact, nous avons dû sur plusieurs points limiter notre étude quantitative au cas du contact cuivre-sulfure, le cuivre étant avec l'argent le métal le moins impropre à l'obtention de courbes relativement régulières.

A. — LA CONDUCTION LIMITE (à intensité nulle).

27. — J'ai étudié l'influence de la nature du métal associé au sulfure sur la résistance à courant nul R_0 sous une pression donnée.

L'électrode métallique était constituée par un fil de 0,3 millimètre de diamètre formant une boucle circulaire de 5 millimètres de diamètre. Les métaux étudiés étaient Ag, Cu, Al, Au, Pb, Ni, Fe. L'échantillon de sulfure utilisé avait été poli au tour. Un fléau équilibré et muni d'un ressort à tension réglable, figure 31, permettait de donner à la force pressante une valeur connue. Le cou-

1. L'expérience ayant montré l'effet anti-perturbateur de cette résistance, très supérieur à celui d'un condensateur.

2. Du moins avec les moyens dont nous disposions, c'est-à-dire sans appareil enregistreur et malgré les précautions prises pour éviter les trépidations.

rant i_0 traversant le contact toujours inférieur à $1 \mu A$ pouvait être considéré comme sans effet sur la résistance R_0 du contact ainsi qu'en témoignait l'égalité des valeurs de R_0 correspondant aux

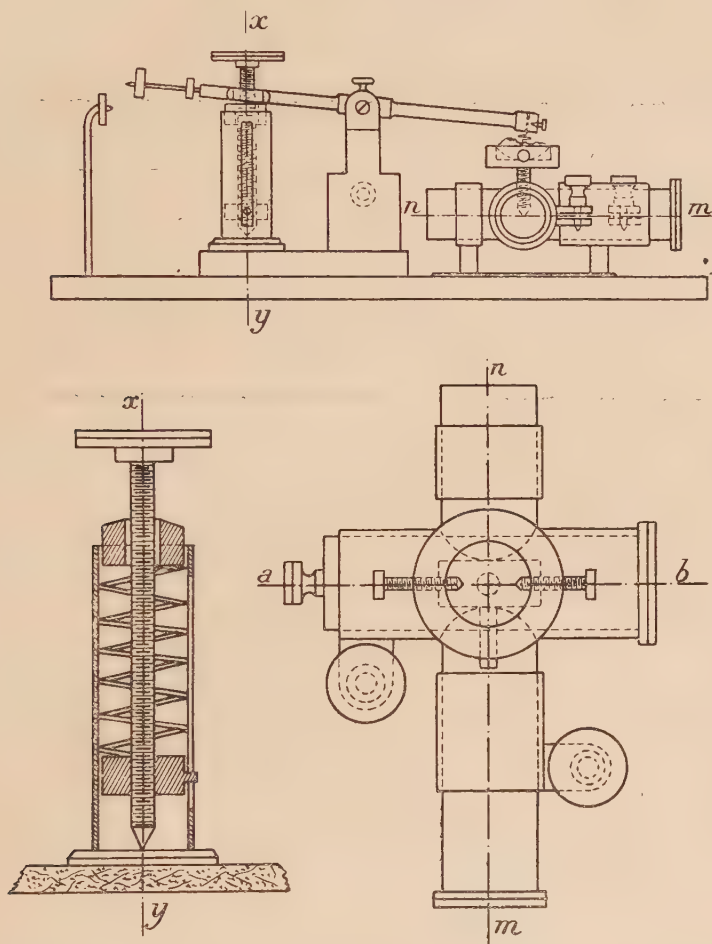


Fig. 31.

sens α et β du courant et la constance de R_0 vis-à-vis de la grandeur de i . R_0 est donc entièrement déterminé par la force pressante P . Celle-ci était tantôt de 5 grammes, tantôt de 20 grammes. Le contact était établi le plus doucement possible, car la résistance R_0 ne dépend pas seulement de la pression actuelle mais aussi des pressions antérieures. *Pour une même charge P tout*

choc appréciable de l'électrode métallique sur le sulfure abaisse fortement la résistance R_0 du contact¹.

Les résultats des mesures sont contenus dans le tableau I; on n'en doit retenir que l'ordre de grandeur relatif.

TABLEAU I

MÉTAUX	R_0 (P = 5 gr)	R_0 (P = 20 gr.)
Al	420 Ω	95 Ω
Ag	360 Ω	80 Ω
Cu	80 Ω	20 Ω
Au	< 10 Ω	< 10 Ω
Pt	< 10 Ω	< 10 Ω
Ni	< 10 Ω	< 10 Ω
Fe	< 10 Ω	< 10 Ω

Chaque nombre est la moyenne de 20 mesures de R_0 pour un même métal et pour une même région de la surface du sulfure. De l'examen du tableau I il résulte que :

1° *L'influence de la nature du métal sur R_0 est considérable, contrairement à ce qui a lieu avec les corps bons détecteurs comme la galène et la pyrite sensibles.*

2° Les métaux à *oxyde isolant*, comme Al, Cu, donnent des résistances au contact *élevées*, alors que les métaux *inoxydables*² (Au, Pt) ou à *oxyde non isolant* (Fe) donnent même sous 5 grammes de *très faibles* résistances³.

3° Pour les *deux* valeurs considérées de la force pressante, R_0 est à peu près inversement proportionnel à P.

1. Cet effet semble devoir être attribué, conformément à la théorie de Blanc, à une diffusion des ions des couches de passage des deux électrodes provoquée par le choc. Il se produit moins avec les corps bons détecteurs : galène sensible, pyrite qui associés à un métal donnent des résistances au contact d'une très grande stabilité.

2. Ag est peu oxydable mais très sulfurable ce qui explique peut-être son comportement exceptionnel.

3. Pour obtenir des R_0 élevés avec les métaux du second groupe il faut recourir à des pressions extrêmement faibles; les contacts ainsi obtenus sont très instables.

B. — LA CONDUCTION α .

(Le courant va du sulfure au métal.)

28. Le Cycle caractéristique (Forme type).

Considérons un contact vierge et soumettons le à un courant croissant de 0 à I_1 , puis décroissant de I_1 à 0. Le cycle caractéristique $I(V)$ schématisé figure 32 est composé de deux courbes, l'une OABC correspondant aux intensités croissantes, l'autre

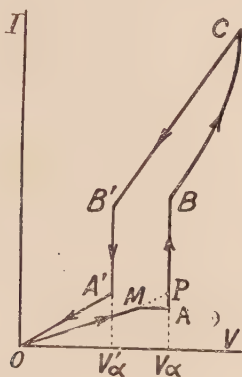


Fig. 32.

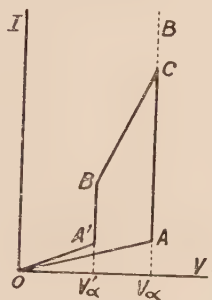


Fig. 33.

CB'A'O aux intensités décroissantes. Chacune d'elles comprend trois parties que nous allons étudier en détail. Si on ne pousse pas la tension au delà de $V = V_\alpha$ le cycle prend la forme simplifiée de la figure 33.

29. Courants croissants.

Phase OA. — I augmente en fonction de V mais de plus en plus lentement car la résistance du contact augmente en même temps; la courbe OA est concave du côté de l'axe des V .

Phase AB (point critique). — Pour une valeur critique V_α de V la résistance du contact subit une chute brusque (cohération); I augmente en fonction de U à V constant, $\frac{dI}{dV}$ devenant infini.

Suivant les cas la chute critique de la résistance pourra être plus ou moins franche. On observe souvent *plusieurs chutes*

successives de R au lieu d'une chute unique (voir fig. 37 et fig. 35. Planche V). Enfin, au voisinage de V_a , I n'atteint pas immédiatement une valeur fixe mais croît à V constant pendant plusieurs dizaines de secondes. Il y a *trainage*.

Remarque. — Le plus souvent la branche OA se raccorde, sans discontinuité de $\frac{dI}{dV}$, à la branche AB par l'arc de courbe MP représenté

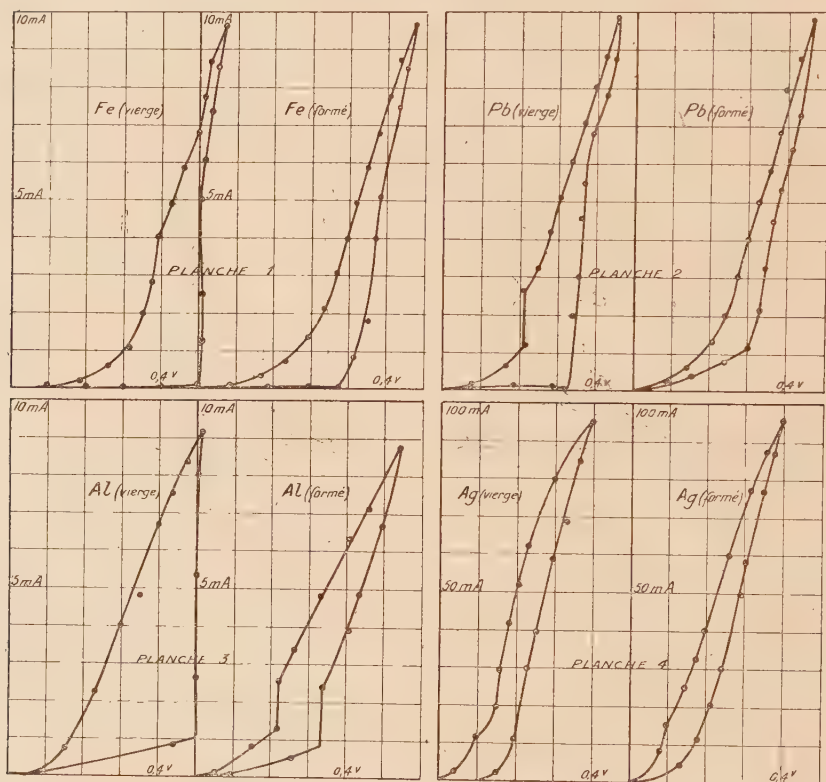


Fig. 34.

senté en pointillé sur la figure 34. C'est d'ailleurs au cours de cette phase pré-critique MP — lorsqu'elle existe — que se manifeste surtout le *trainage*.

Phase BC. — Si après la chute critique on continue de faire croître U, R continue de décroître mais plus lentement; $\frac{dI}{dV}$ reprend une valeur finie et va en croissant de B vers C. La pente moyenne

de la branche BC est très supérieure à la pente moyenne de la branche OA. Quant au trainage il devient peu sensible dès qu'on s'éloigne du point critique V_α .

30. Courants décroissants.

On retrouve dans l'ordre inverse et inversées, les trois phases décrites pour les courants croissants, mais la courbe retour ne coïncide pas avec la courbe aller. Il y a hystérésis. La courbe CB'A'O présente les caractères suivants :

1° $R(V)$ au retour est généralement inférieur à $R(V)$ à l'aller. L'inverse a lieu évidemment pour $I(V)$. La courbe retour est plus régulière que la courbe aller, le contact n'étant plus vierge.

2° *Point critique.*— Pour une valeur critique V_α de V inférieure à V_α R augmente et I diminue à V constant. L'augmentation brusque de R observée au point critique retour V_α est moins grande et moins franche que la diminution correspondante observée à l'aller; elle a lieu fréquemment en plusieurs fois. Les phénomènes de trainage qui se produisent au voisinage de V_α rendent difficile la détermination exacte de cette grandeur. *Il faut souvent attendre plus d'une minute pour observer la chute d'intensité B'A' et si les mesures ne sont pas conduites avec une lenteur suffisante il peut même arriver que le point critique retour passe complètement inaperçu*¹.

3° *Résistance à courant nul.*— Suivant les cas on revient tantôt à la résistance initiale R_0 , tantôt à une résistance R_0' plus petite que R_0 (effet résiduel normal) ou plus grande que R_0 (effet résiduel secondaire). Si l'on pousse notablement au delà du point critique la tension appliquée au contact, on observe presque toujours un effet résiduel du premier genre; les cycles obtenus sont discontinus, irréguliers et sans grande signification en raison de l'altération du contact par un courant trop intense. C'est pour cette raison que dans la plupart des cycles relevés on n'a pas été au delà du point critique. Les modifications irréversibles du contact sont d'autant plus marquées que la durée du passage du courant

1. C'est le cas de la majorité des cycles $I(V)$ représentés fig. 34 et 35.

est plus grande (voir § 36). C'est là une des raisons pour lesquelles les mesures doivent être conduites le plus rapidement possible.

31. Cycle limite.

Supposons qu'après avoir relevé le cycle caractéristique du contact vierge, on soumette une seconde fois le contact à la même variation d'intensité. Le cycle ainsi obtenu n'est pas identique au premier et ne présente aucun intérêt particulier. Mais si on répète un grand nombre de fois cette opération on est en droit d'admettre que, sauf accident, le cycle caractéristique doit tendre vers une limite que nous appellerons *cycle du contact formé*. L'accident est malheureusement presque de règle, aussi faut-il déterminer pour chaque métal environ dix cycles de chaque sorte pour pouvoir tirer de leur comparaison de simples conclusions qualitatives.

32. Cycles expérimentaux.

Pour ne considérer que l'échantillon de sulfure qui a principalement servi à cette étude et sans compter les nombreuses mesures rejetées en raison de discontinuités accidentelles manifestes, j'ai relevé 169 cycles¹ I (V) répartis comme suit : Cu 19, Ag 29, Au 16, Pt 20, Al 18, Zn 18, Pb 22, Bi 9.

On trouvera dans les figures 34 et 35, quelques uns d'entre eux.

La figure 34 contient trois cycles complets présentant à l'aller et au retour les trois branches du schéma de la figure 32. Ce sont les cycles : Fe(V), Pb(V), Al(F), [0—10mA] et Ag(V) [0—100mA]. La figure 35 contient des cycles incomplets conformes au schéma de la figure 33 pour lesquels V n'a pas été poussé au delà du point critique.

33. Caractères distinctifs du cycle du contact « formé ».

Lorsque le cycle limite diffère du cycle initial c'est par tout ou partie des caractères suivants :

a) Le coude inférieur aller du cycle initial est remplacé par une

1. Comportant chacun une vingtaine de mesures.

région de courbure progressive sans discontinuité de $\frac{dI}{dV}$ (fig. 35, planche 5).

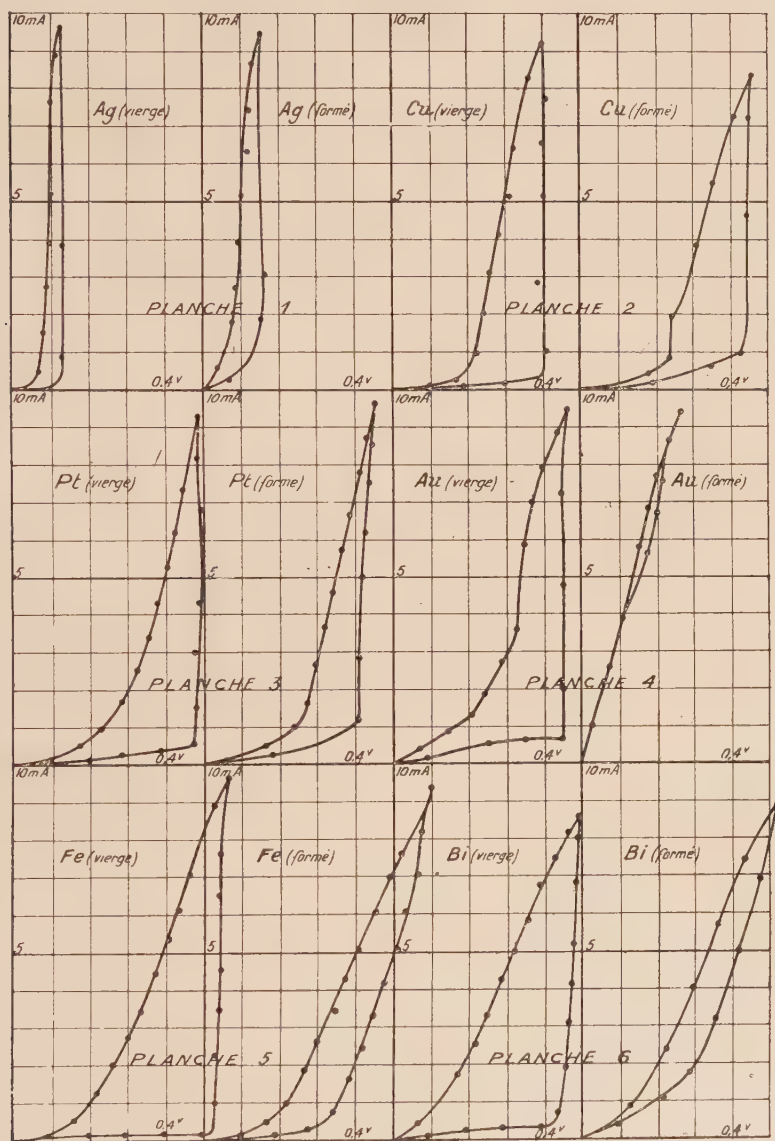


Fig. 35.

b) Pour certains métaux, Pb, Zn, Al et surtout Au, Fe, Bi, il y a

ordinairement disparition du point critique, $\frac{dI}{dV}$ ne devient pas infini. La branche AB au lieu d'être verticale est oblique (fig. 35, planches 5 et 6). Avec Al, Zn, on observe souvent un point critique atténué, la branche AB étant beaucoup plus courte que pour le cycle initial et sensiblement égale à A'B' (fig. 34, planche 3).

c) Avec Al, Zn, V_a semble être plus petit pour le cycle limite que pour le cycle initial. L'inverse a lieu avec Cu et Ag.

d) Le traînage observé lorsqu'on relève le cycle limite est toujours très faible.

Avec Ag, Cu, souvent aussi avec Pt, le cycle limite ressemble au cycle initial et le point critique subsiste tel quel (fig. 35, planches 1 et 2).

34. Influence de la résistance à courant nul R_o .

a) Branche OA. — La valeur de R_o détermine la pente à l'origine de la branche OA puisqu'on a : $\left(\frac{dI}{dV}\right)_o = \frac{1}{R_o}$. Pour les contacts très résistants (fig. 35, planche 5), la branche OA restera pratiquement confondue avec l'axe des V jusqu'au point critique. Au contraire, pour les contacts peu résistants (fig. 36), la branche OA fera un angle notable avec l'axe des V et le contact suivra nettement la loi d'Ohm, aussi bien au retour qu'à l'aller, jusqu'au voisinage du point critique.

b) Point critique. — V_a varie dans le même sens que R_o , mais l'influence de R_o sur V_a est très faible puisque la tension critique varie au plus de 20 % quand R_o passe de quelques dizaines d'ohms à plus de 10^5 ohms.

Lorsque R_o est grand la cohérence critique prend souvent une forme disruptive : le contact supporte sans se cohérer des d.d.p. supérieures à V_a . Puis pour $V = V_a$ brusquement I augmente et

1. Nous avons appelé résistance du contact la grandeur $R = \frac{V}{I}$ et non $\frac{dV}{dI}$ mais à l'origine des coordonnées on a :

$$\left(\frac{dV}{dI}\right)_o = \left(\frac{V}{I}\right)_o = R_o.$$

V diminue à U constant : le point figuratif M se déplace, comme on l'a vu figure 30, sur la droite $U - RI$ jusqu'en P (fig. 37) ¹.

En régime rapidement variable, ce dépassement de la tension critique se produit constamment (voir oscillogrammes § 52).

Pour les faibles valeurs de R_o le cycle caractéristique prend la forme représentée sur la figure 36 et sur la planche 4 de la fig. 35. (Au. F.)

Enfin, si R_o devient trop faible, ce qui arrive fréquemment avec

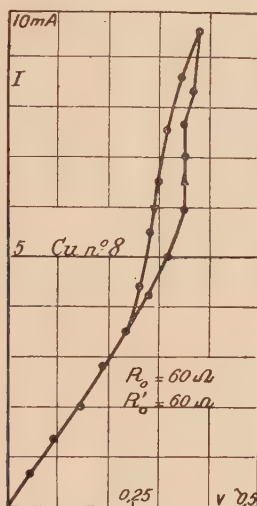


Fig. 36.

Au et Pt, le cycle caractéristique est remplacé par une droite : le contact suit la loi d'Ohm (voir § 36, fig. 39).

35. Influence de la nature du métal.

a) Résistance à courant nul. — Cette question a déjà été étudiée § 27. Les métaux inoxydables, Au, Pt, exigent l'emploi de pressions de contact, extrêmement faibles pour que R_o ait une valeur appréciable. D'ailleurs les résistances obtenues sont instables, le mauvais contact tendant à se transformer en parfait contact.

b) Point critique V_a du cycle initial ¹. — La nature du métal a peu

1. On remarquera sur la figure 37 la fragmentation de la chute critique signalée plus haut V_a passant de 0,52 v. à 0,55 v.

d'influence sur la valeur de V_{α} ainsi que le montre le tableau II,

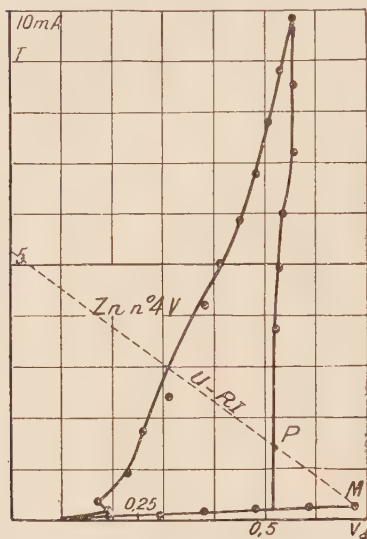


Fig. 37.

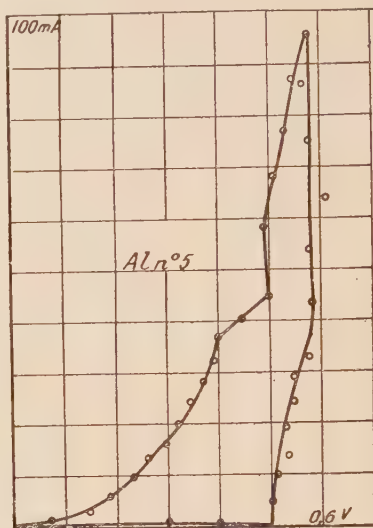


Fig. 38.

exception faite pour l'Argent dont la tension critique est environ trois fois moindre que celle des autres métaux.

TABLEAU II

Métaux	V_{α} moyen
Argent.....	0,15 _v
Cuivre.....	0,45 _v
Plomb.....	0,45 _v
Platine.....	0,40 _v à 0,45 _v
Or.....	0,45 _v à 0,50 _v
Fer.....	0,50 _v à 0,55 _v
Bismuth.....	0,40 _v à 0,50 _v
Aluminium.....	0,50 _v à 0,60 _v
Zinc.....	0,50 _v à 0,60 _v

c) *Forme du cycle.* — On a déjà signalé les particularités de certains métaux à propos des caractères distinctifs du cycle limite. Quant au cycle initial seul l'argent se distingue nettement des autres métaux par l'étroitesse de son cycle caractéristique (fig. 35,

planche 1). La largeur du cycle est déterminée par la différence $V_{\alpha} - V'_{\alpha}$, des tensions critiques aller et retour. Or, pour Ag, cette différence est comme V_{α} environ trois fois plus faible que pour les autres métaux (0,05 v au lieu de 0,15 v).

d) Valeur moyenne de $\frac{dI}{dV}$ sur la branche AB du cycle limite.

— Cette pente varie entre ∞ (cas de Ag, Cu...) et 3.10^{-2} amp. volt. $^{-1}$ (Bi. fig. 35, planche 6) qui est une des plus faibles valeurs observées.

e) Grandeur de la variation d'intensité à tension constante (Cycle initial, courbe aller). — Pour la plupart des contacts étudiés, la variation d'intensité à tension constante cessait quand I dépassait une dizaine de milliampères. Cependant avec Al, Zn, il semble qu'on puisse atteindre parfois des intensités très supérieures. C'est ainsi qu'on voit sur le cycle de la figure 38 une augmentation d'intensité à tension constante depuis 40 mA jusqu'à 97 mA.

36. L'effet résiduel normal.

Signalons tout d'abord qu'il n'y a guère qu'avec Cu qu'il est possible d'obtenir régulièrement des courants ne donnant lieu à aucun effet résiduel ($R'_0 = R_0$), et encore à la condition que I ne soit pas trop grand.

a) La cohération résiduelle. — Pour un contact donné, il existe toujours une intensité I_c que l'on ne peut atteindre ni dépasser sans provoquer une *cohération résiduelle* du contact. Si on mesure la résistance à courant nul R'_0 du contact après passage d'un courant égal ou supérieur à I_c on trouve $R'_0 < R_0$. La branche A'O du cycle caractéristique (voir fig. 32) au lieu d'avoir même pente à l'origine que la branche OA (cas de $R'_0 = R_0$, fig. 36), fait avec elle un angle d'autant plus grand que la cohération résiduelle est plus profonde; c'est le cas du cycle de la figure 39 concernant le Platine. La résistance à courant nul $R_0 = 13.000 \Omega$ tombe après passage d'un courant de 10 mA à $R'_0 = 20 \Omega$.

L'intensité minima cohératrice I_c dépend de la durée du passage du courant. Tel courant, qui ne provoque aucune cohération résiduelle s'il ne traverse le contact que pendant quelques secondes,

pourra au contraire entraîner une diminution notable de R_0 au bout de plusieurs minutes.

La cohérence résiduelle se produit avec tous les métaux pour une intensité suffisante, mais les métaux inoxydables comme Au et Pt y sont beaucoup plus enclins. Pour ces métaux, I_c a une valeur particulièrement faible et le cycle initial se transforme fré-

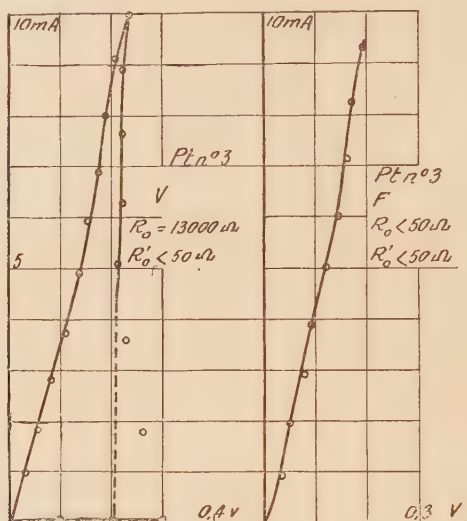


Fig. 39.

quement en une droite comme sur la figure 39 (le contact suit alors la loi d'Ohm), phénomène qui n'a jamais été observé avec les autres métaux. Ainsi qu'on pouvait s'y attendre, l'intensité minima I_c capable de produire une cohérence résiduelle est, pour un métal donné, d'autant plus faible que R_0 est plus grand. Enfin il est très important de noter que la cohérence critique qui a lieu pour $V \pm V_c$ ne provoque généralement pas de cohérence résiduelle pourvu que l'augmentation d'intensité à tension constante ne soit pas poussée trop loin. C'est ainsi qu'après le relevé de nombreux cycles comportant une augmentation d'intensité à tension constante atteignant 10 mA, aucune cohérence résiduelle n'était observée (fig. 35, planche 2, Cu, V).

b) *L'autodécohérence retardée.* — La cohérence résiduelle disparaît parfois spontanément quelques dizaines de secondes après la suppression du courant cohéreur.

Soit AB la position du spot sur l'échelle du galvanomètre servant à la détermination de R_0 avant le relevé d'un cycle caractéristique. Soit A'B' sa nouvelle position après le relevé du cycle.

Le spot après s'être fixé quelques instants en A'B' se déplace du côté des résistances croissantes¹ d'abord lentement puis brusquement revient à sa position primitive AB. Le contact a repris de lui-même sa résistance à courant nul initiale R_0 ; il y a eu *autodécohération*. La décohération se poursuit souvent par étapes successives, le spot s'arrêtant une ou plusieurs fois au

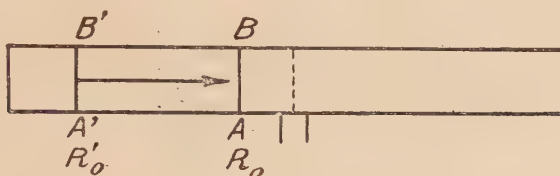


Fig. 40.

cours de son trajet. Enfin, si d'ordinaire le spot ne revient pas exactement en AB mais seulement au voisinage de AB, nous avons observé avec Ag et Cu des cas de réversibilité parfaite. On trouvera ci-après quelques exemples :

Ag $I_a = 10 \text{ mA}$ $R_0 = 5.000 \text{ } \Omega$ $R'_0 = 4.400 \text{ } \Omega \rightarrow 5.000 \text{ } \Omega$

Au $I_a = 9,4 \text{ mA}$ $R_0 = 2.460 \text{ } \Omega$ $R'_0 = 1.150 \text{ } \Omega \rightarrow 2.250 \text{ } \Omega$

Ag $I_a = 9,6 \text{ mA}$ $R_0 = 7.000 \text{ } \Omega$ $R'_0 = 2.900 \text{ } \Omega \rightarrow 7.500 \text{ } \Omega$

37. L'effet résiduel secondaire. — Cet effet, *inverse du précédent*, consiste dans une augmentation irréversible de la résistance du contact (*anticohération résiduelle*); on trouve après passage du courant $R'_0 > R_0$. La pente à l'origine de la branche A'O du cycle caractéristique est plus petite que celle de la branche OA. Il en résulte que les courbes aller et retour du cycle caractéristique se coupent nécessairement en un point X (fig. 41).

Douteuse avec Ag, Pb, Cu, l'anticohération résiduelle est très fréquente et très intense avec Au et surtout Fe. L'augmentation

¹ C'est-à-dire du côté de zéro de l'échelle.

de résistance est souvent considérable ($R'_o > 10 R_o$) ainsi que le montrent les exemples suivants :

Fe	$I_a = 10 \text{ mA}$	$R_o = 730 \ \Omega$	$R'_o = 8.300 \ \Omega$
Fe	$I_a = 9 \text{ mA}$	$R_o = 455 \ \Omega$	$R'_o = 3.700 \ \Omega$
Au	$I_a = 9,5 \text{ mA}$	$R_o = 8.500 \ \Omega$	$R'_o = 17.000 \ \Omega$
Au	$I_a = 9,8 \text{ mA}$	$R_o = 8.000 \ \Omega$	$R'_o = 12.000 \ \Omega$

L'anticohération résiduelle est le résultat d'une transformation subie par le contact principalement au cours de la phase OA du

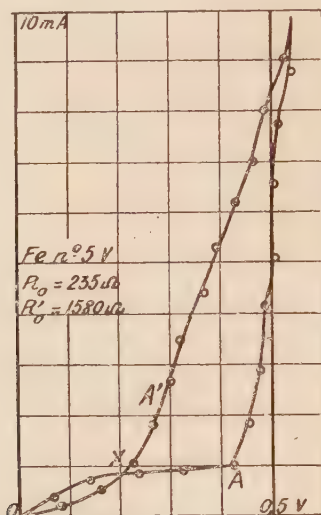


Fig. 11.

cycle caractéristique. Cette phase est alors marquée par d'importants phénomènes de trainage : I diminue en fonction du temps à U constant en sorte que la courbe OA des valeurs limites de I en fonction de V a, sauf au voisinage de l'origine, une pente quasi nulle (fig. 41) ou même *négative* (fig. 35, planche 5, Fe, V).

L'effet résiduel *secondaire* est souvent masqué par un effet résiduel *normal* majeur survenu postérieurement, mais son existence peut être révélée par une soudaine autodécohération du contact.

Exemple :

$$\text{Fe } I_a = 40 \text{ mA } R_o = 2070 \ \Omega \ R'_o = 840 \ \Omega \rightarrow 6450 \ \Omega.$$

Il ne faut pas confondre les phénomènes exceptionnels d'augmentation irréversible de la résistance du contact qui viennent d'être décrits avec l'augmentation réversible de résistance signalée § 29 comme ordinairement caractéristique de la phase OA.

38. Paradoxe des deux contacts.

On monte en parallèle (fig. 42) deux contacts semblables C_1 , C_2 et on branche en série avec le système un milliampèremètre M

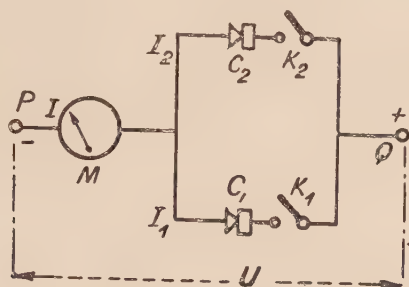


Fig. 42.

de résistance R . A l'aide des clefs K_1 et K_2 on peut mettre en circuit soit C_1 seul, soit C_2 seul, soit C_1 et C_2 associés. On applique entre les points P et Q une d. d. p. U suffisante pour atteindre le point critique V_a et on règle U de façon que l'on ait :

Pour C_1 seul $I_1 = 10$ mA

Pour C_2 seul $I_2 = 10$ mA.

On ferme alors les deux clefs K_1 et K_2 de façon à mettre en circuit simultanément les deux contacts. On trouve pour l'intensité totale :

$$I = 10 \text{ mA}$$

et non une intensité double.

Le paradoxe n'est qu'apparent :

En effet, la loi de conduction du contact sur la branche critique AB étant :

$$V = V_a = C^{10}$$

l'intensité qui correspond à une valeur U de la d. d. p. appliquée entre P et Q est *entièrement déterminée* :

1° par la valeur U .

2° par la résistance R du milliampèremètre M , car on a :

$$V = U - RI$$

d'où

$$I = \frac{U - V}{R}.$$

Le point I se trouvant, comme on l'a vu, à l'intersection de la branche AB du cycle caractéristique et de la droite $U - RI$ dont la pente R ne dépend que du milliampèremètre M .

L'intensité I dans le circuit ne saurait donc changer lorsqu'on met

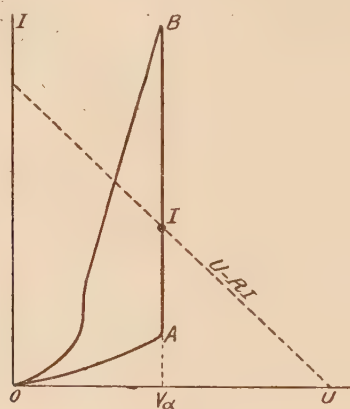


Fig. 43.

en parallèle un 2° contact identique au premier, et il est impossible que l'intensité I soit égale à $2I_1$, car on aurait alors, d'une part :

$$(1) \quad V < V_\alpha$$

en vertu des égalités :

$$V = U - RI_1 \text{ et } V = U - 2RI_1$$

d'autre part, par hypothèse :

$$(2) \quad I > I_1.$$

Or, les inégalités (1) et (2) sont incompatibles puisque sur le cycle caractéristique (fig. 43) I n'augmente jamais quand V diminue.

C. — LA CONDUCTION β

(Le courant va du métal au sulfure).

39. Contact vierge. Courants croissants.

(V croît de 0 à V_1).

Phase 0 $\rightarrow V_\beta$. — Tant que V reste inférieur à V_β , la résistance R du contact diminue¹ quand V augmente (cohération β); cette variation est généralement réversible.

Phase $V_\beta \rightarrow V_1$. — Si R_0 a une valeur suffisante, on observe à partir d'une valeur V_β , d'ailleurs mal définie pour chaque métal,

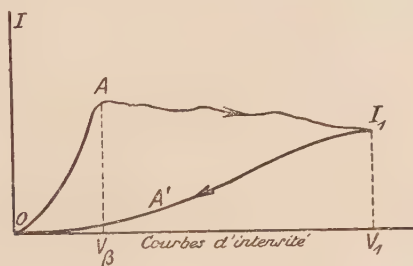


Fig. 44.

une augmentation de R en fonction du temps à U constant (anti-cohération β).

Corrélativement I diminue et V augmente. Le *trainage* est de l'ordre de la minute.

La courbe $R(V)$ monte rapidement (branche BR_1 fig. 45) et l'augmentation de R est telle que les valeurs limites de I vont *en décroissant quand V augmente* (branche AI_1 , fig. 44).

Avec certains métaux on observe pour une valeur suffisante de V une véritable disjonction, la résistance du contact passant de quelques centaines d'ohms à quelques dizaines de milliers d'ohms.

Enfin si V_1 atteint une valeur V_c , variable avec la nature du métal et la pression de contact, un arc jaillit entre l'électrode

(1) Parfois R reste constant dans la phase $0 \rightarrow V_\beta$ (Cas de la fig. 45).

métallique et le sulfure. La grande résistance au contact créée par l'anticohération est détruite. Un courant intense s'établit provoquant parfois la soudure des électrodes.

L'anticohération est fréquemment contrariée par la cohération qui tend toujours à se produire d'abord¹ sous l'influence d'une augmentation de U . Il résulte de cet antagonisme que les courbes $I(V)$ et $R(V)$ sont ordinairement irrégulières et que l'anticohération est difficile à obtenir avec certains métaux (Au, Pt).

40. Courants décroissants.

a) Contact à effet résiduel stable. Caractéristique seconde.

La résistance R du contact qui avait augmenté de R_0 à R_1 au

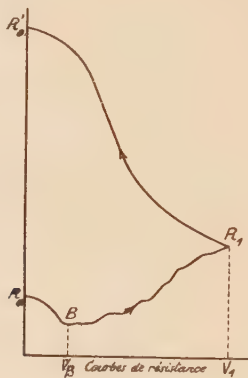


Fig. 45.

cours de la variation $0 \rightarrow V_1$, continue d'augmenter et de façon considérable, lorsque V décroît de V_1 à 0 (branche $R_1 R'_0$, fig. 45).

On a :

$$R_0 \ll R_1 \ll R'_0$$

Corrélativement l'intensité I diminue, d'abord assez lentement puis très vite. La branche retour du cycle d'intensité est donc située tout entière au-dessous de la branche aller.

Le trainage a disparu.

Si on fait varier à nouveau V de 0 à V_1 , puis de V_1 à 0, etc... les

(1) Cf Blanc, *Thèse*, p. 96.

points figuratifs de $R(V)$ et de $I(V)$ se déplacent respectivement sur les branches $R_o R_i$ et $OA'I_i$, aussi bien par V croissants que par V décroissants. Il n'y a généralement pas d'hystérésis.

Nous appellerons les courbes $OA'I_i$ et $R_o R_i$ *caractéristiques du contact antiohérent ou caractéristiques secondes*.

L'allure de $R_o R_i$ révèle la *cohérence latente* du contact au cours de la phase antiohérent $R_o R_i$ et l'*antagonisme* des deux effets exercés par le courant :

1° effet *rémanent* antiohérent ($R_o' > R_o$);

2° effet *actuel* cohérent ($R_i < R_o'$) masquant partiellement le précédent.

b) *Contacts à effet résiduel instable*.

Si la modification acquise par le contact au cours de la phase $R_o R_i$ n'est pas stable, mais disparaît d'elle-même pendant qu'on relève la courbe retour, cette dernière courbe perd toute signification, car on opère sur un contact dont la résistance à courant nul R_o' évolue en fonction du temps et généralement de façon irrégulière.

41. La tension critique V_β et la tension disruptive V_e . — La tension critique V_β pour laquelle commence de se manifester l'antiohérent est pour la plupart des métaux voisine de 0,50 v., mais pour un même métal on obtient d'une expérience à l'autre des écarts de plusieurs dixièmes de volt, c'est-à-dire du même ordre que ceux qui séparent deux métaux différents. C'est pourquoi il n'a pu être établi un tableau donnant V_β pour chaque métal comme le tableau II des V_α .

La détermination des V_β est d'ailleurs beaucoup moins facile que celle des V_α , car la cohérence critique α est accompagnée d'une discontinuité de $\frac{dV}{dI}$, tandis que l'antiohérent β apparaît de façon progressive et avec un trainage considérable. D'autre part, si la valeur de R_o a très peu d'influence sur V_α , il n'en va pas de même avec V_β qui paraît diminuer quand R_o augmente. On a même vu que l'antiohérent ne se produit pas lorsque la valeur de R_o est trop faible.

Enfin si la mesure de V_β est généralement voisine de celle de V_α , il n'a pu être établi par l'étude de différents contacts la certitude

d'une correspondance entre les variations de ces deux grandeurs.

Le tableau III donne pour quelques métaux les tensions disruptives V_e destructrices des grandes résistances produites par l'anticohération :

TABLEAU III

Métal	V_e
Al	20 v
Zn	12 v
Ag	5 v
Acier	2 v
Cu	6 v

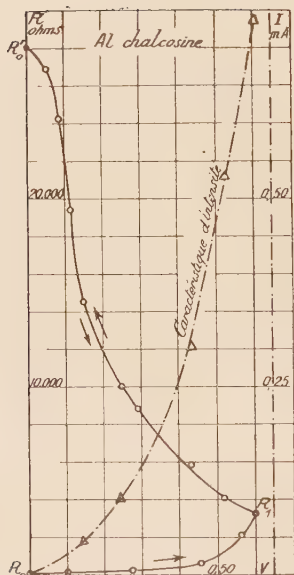


Fig. 46.

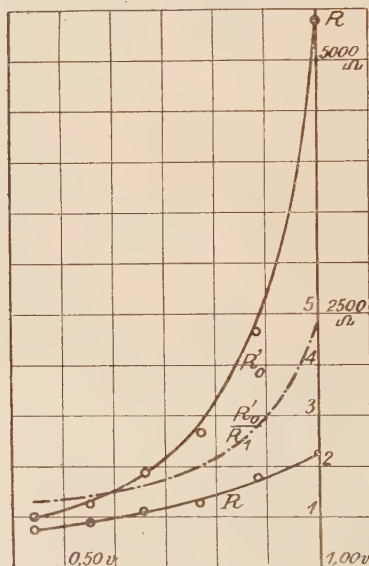


Fig. 47.

42. Les deux effets résiduels.

a) *L'effet résiduel normal* (anticohération rémanente).

On a vu qu'avec les métaux à oxyde isolant Al, Zn, Cu, et sous pression modérée, la résistance anticohérée est stable; R'_0 demeure fixé après suppression du courant anticohérateur.

L'augmentation de R_0 due à l'anticohération peut être énorme ainsi que le montre l'exemple suivant :

$$\text{Al } V_\beta = 5 \text{ v } R_0 = 750 \, \Omega \quad R_t = 4.10^4 \, \Omega \quad R'_0 = 10^6 \, \Omega.$$

Avec les métaux inoxydables Au, Pt,.... ou les fortes pressions de contact la résistance anticohérée est instable; R'_0 diminue spontanément de façon plus ou moins régulière pendant un temps qui atteint plusieurs minutes.

Les courbes de la figure 47 concernant Cu montrent l'évolution de l'anticohération rémanente, courbe $R'_0(V)$, comparée à celle de l'anticohération actuelle, courbe $R(V)$. La courbe en pointillé donne la variation du rapport $\frac{R'_0}{R_t}$. On voit que ce rapport croît rapidement en fonction de V .

b) L'effet résiduel secondaire (cohération β résiduelle)

Pour les faibles valeurs de R_0 (métaux inoxydables ou fortes pressions de contact), il peut arriver que la cohération β (branche R_0B , fig. 45) soit considérable et assez profonde pour laisser un effet résiduel; on trouve alors $R'_0 < R_0$. Mais si on augmente V et que l'anticohération se produise il est évident que cette cohération résiduelle sera masquée par l'effet résiduel normal.

D. — LA CONDUCTION ALTERNÉE

43. — Nous avons étudié séparément la conduction α et la conduction β (les courbes de la fig. 48 rappellent les résultats de cette étude).

Nous allons maintenant envisager le cas suivant :

On relève en régime permanent les cycles $I(V)$ et $R(V)$ en faisant varier V entre deux valeurs égales et de signes contraires. Remarquons tout de suite que, comme la tension sulfure-métal ne peut guère dépasser¹ la valeur critique V_α qui est voisine de 0,50 v., l'amplitude de la tension de cycle sera également limitée à cette valeur. D'autre part on ne peut prévoir d'après l'étude déjà faite des conductions α et β la forme du cycle en régime alterné, car, si nous savons que l'élévation de

1. Sous peine de produire une cohération irréversible du contact.

résistance produite par une tension métal-sulfure est irréversible, nous ignorons encore si cette antiohération rémanente est ou n'est pas destructible par une tension coercitive sulfure-métal.

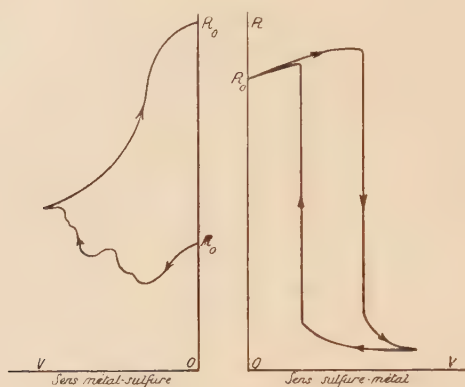


Fig. 48.

L'expérience montre que les deux cas sont possibles.

44. 1^{er} cas. — Cycle à antiohération coercible.

La résistance initiale du contact étant de $1.000\ \Omega$ on fait varier une dizaine de fois la tension entre $-0,40$ et $+0,40\text{ v}$, puis on relève le cycle limite. On voit que la cohération produite par une tension sulfure-métal fait passer R_0 de 2.300 à $1.650\ \Omega$. L'antiohération est donc partiellement détruite par la tension critique α de $0,40\text{ v}$. Il y a antagonisme. Puis sous l'effet d'une tension métal-sulfure la résistance du contact augmente (région AA') et se maintient sensiblement constante. A la partie de courbe AA' correspond une *antiohération irréversible qui est presque entièrement masquée par la cohération temporaire due au passage du courant*, mais dont l'importance se révèle lors de la suppression du courant (branche R_1R_0). On voit que sous l'effet des cohérations et antiohération successives R_0 oscille entre deux valeurs fixes qui sont dans le cas actuel 1.650 et $2.300\ \Omega$.

45. 2^e cas. — Cycle à antiohération conservée.

On soumet au préalable le contact à une tension antiohéatrice constante $V_p = -1,40$ v notablement supérieure à l'amplitude de la tension de cycle et on attend que le phénomène d'augmentation de résistance soit terminé. Puis après avoir fait varier une dizaine de fois la tension entre $-0,45$ et $+0,45$ v on relève le cycle limite qui est représenté figure 50.

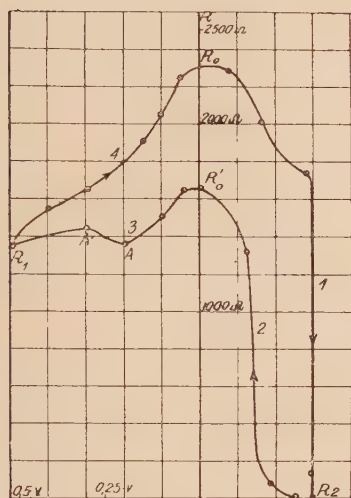


Fig. 49.

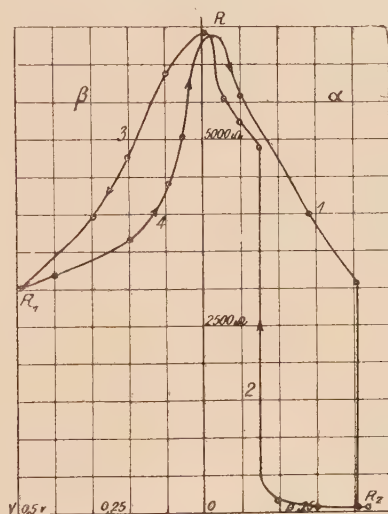


Fig. 50.

L'action de la tension antiohéatrice de $1,40$ v fait subir à la résistance à courant nul du contact une *augmentation irréversible* de 1.100Ω à 9.600Ω .

Mais le contact, *ayant fini d'être antiohéaté sous $1,40$ v, ne pourra désormais subir d'antiohéation de la part de tensions inférieures*, aussi la tension de cycle métal-sulfure qui atteint au maximum $0,45$ v ne produira plus que la *diminution réversible de résistance* propre aux contacts déjà antiohéérés (branches descendantes 3 et 4).

D'autre part, contrairement à ce qu'on a vu dans le cas précédent, la tension sulfure-métal qui est seulement de $0,45$ v ne peut détruire une antiohéation rémanente qui a été produite par une tension métal-sulfure de $1,40$ v. Il en résulte que

l'élévation de R_0 due à l'anticohération préliminaire, subsiste, aux variations accidentelles près, et que R_0 a même valeur (7.500 Ω) par tensions croissantes et par tensions décroissantes.

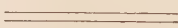
Le fait que la branche 3 du cycle de conduction est maintenant au-dessus de la branche 4 résulte évidemment de ce que l'hystérésis, qui dans le cas du cycle I jouait entre branches α et branches β , ne joue plus ici qu'entre les deux branches α et entre les deux branches β .

Le relevé point par point d'un cycle du premier genre (fig. 49) présente le maximum de difficultés. La plus grande est d'obtenir l'oscillation *répétée* de R_0 entre deux valeurs sensiblement *fixes*. Si cette condition n'est pas réalisée, le cycle dont la forme change sans cesse, est dépourvu de sens.

Signalons d'ailleurs qu'il est souvent malaisé de mettre en évidence l'antagonisme tension α -tension β . La raison en est peut-être que l'anticohération ne commençant en général que pour des tensions β supérieures à la tension critique V_α , celle-ci ne peut la détruire.

L'étude des oscillogrammes à 50 $\sim$ (voir § 52) montre que ce sont néanmoins les cycles du premier genre qui fournissent une image exacte des variations de résistance du contact lorsqu'il est traversé par un courant alternatif.

Il est d'ailleurs possible dans ce dernier cas que la faible durée d'application du champ anticohérateur facilite la disparition de l'anticohération sous l'effet d'un champ antagoniste.



CHAPITRE III

ÉTUDE EN RÉGIME VARIABLE PÉRIODIQUE DU CONTACT MÉTAL-SULFURE DE CUIVRE

46. Dispositif expérimental.

On se proposait d'étudier en basse et haute fréquence, les variations de I_m et de I_{eff} en fonction de V_{eff} ; I_m variait entre 0 et 10 mA, I_{eff} entre 0 et 50 mA, V_{eff} entre 0 et 1 v. Après divers essais préliminaires nous nous sommes arrêté au montage suivant :

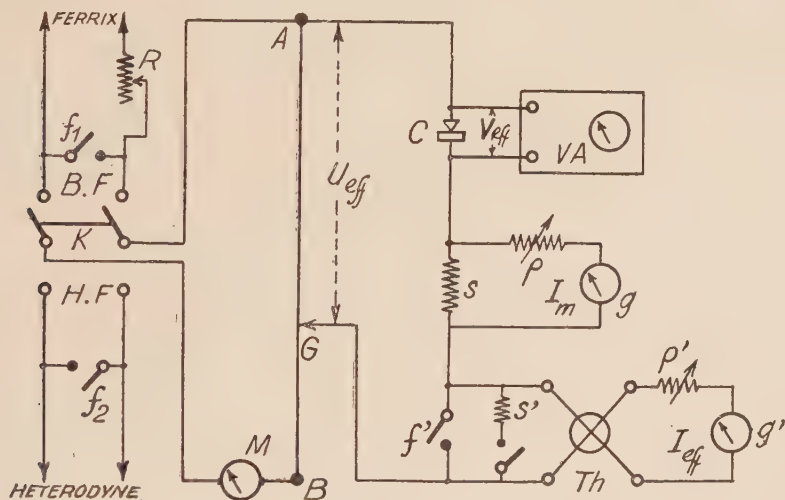


Fig. 51.

Le contact C est monté en série d'une part avec un galvanomètre g , d'autre part avec un thermocouple Th muni de son galvanomètre g' . On lit sur g l'intensité moyenne I_m et sur g' l'intensité efficace I_{eff} . Enfin, un voltmètre-amplificateur Abraham et Bloch branché en dérivation sur le contact donne la d. d. p. appliquée V_{eff} .

Un potentiomètre à corde AGB alimenté par une source de courant alternatif permet d'appliquer à l'ensemble contact-galvanomètre-thermocouple une tension efficace U_{eff} de grandeur variable.

On trouvera ci-après quelques précisions sur les appareils utilisés dans ce montage et les précautions prises au cours des mesures.

a) *Potentiomètre.* — Le potentiomètre était constitué par un pont à corde muni d'un fil de *constantan* ayant une longueur de 1 m, un diamètre de 0,13 mm et une résistance électrique de 16 Ω . Le fil AB était parcouru soit par un courant de B.F. fourni par un transformateur Ferrix alimenté par le secteur 120 v, 50 Hz , soit par un courant de H.F. de 43.000 Hz fourni par un oscillateur à lampes. Le commutateur K permettait de passer de B.F. en H.F. et vice versa. Afin d'éviter l'influence perturbatrice de l'étincelle de rupture sur le contact on court-circuitait à l'aide des fiches f_1 et f_2 les sources de courant alternatif avant de manœuvrer ce commutateur. L'intensité du courant alternatif traversant le fil AB était donnée par le milliampèremètre thermique M gradué de 0 à 200 mA. On l'amenait à la valeur voulue en agissant, sur le rhéostat R pour la B. F., et sur le rhéostat de chauffage de l'hétérodyne pour la H. F. A la fréquence 43.000 sec^{-1} l'effet de peau est complètement négligeable et d'autre part l'impédance du fil peut être confondue avec sa résistance à 1/100 près¹. Il est facile de s'en rendre compte par le calcul et aussi par l'expérience de contrôle suivante : on branche entre le curseur G et l'une des extrémités du fil AB le thermocouple monté en série avec une résistance sans self. Pour une même intensité au milliampèremètre M on constate que le galvanomètre g' associé au couple accuse la même déviation en haute et basse fréquence.

b) *Galvanomètre.* — Le galvanomètre utilisé pour la mesure de I_m était un Chauvin et Arnoux à cadre mobile shunté par une résistance sans self de 1 ohm. Lorsqu'on faisait varier de 0 à 9.000 Ω la résistance du réducteur de potentiel ρ , la constante de l'appareil passait de $4,5 \cdot 10^{-3}$ mA/mm à $1,7 \cdot 10^{-1}$ mA/mm.

1. L'effet de peau ne commence à se manifester que pour des fréquences supérieures à 500.000 sec^{-1} mais $L\omega$ intervient bien avant, puisque pour la fréquence 500.000 sec^{-1} l'impédance du fil est à peu près le double de sa résistance.

Étant donné l'ordre de grandeur des courants à mesurer on aurait pu dans la plupart des cas utiliser un milliampèremètre au lieu du système galvanomètre-shunt-réducteur de potentiel, mais l'avantage de ce dernier dispositif était de présenter une très faible résistance, 1 Ω environ, alors qu'un milliampèremètre eût introduit en série avec le contact une résistance de l'ordre de cent ohms, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que la résistance propre du contact¹.

Le tableau suivant donne les variations de la constante apparente K de g en fonction de ρ , le shunt s restant fixe et égal à 1 Ω .

c) *Thermocouple*. — Les thermocouples à fils croisés étant inutilisables² dès que le courant moyen est différent de zéro, en

TABLEAU I

K mA/mm	P (ohms)
0	0,00454
1.000	0,0232
2.000	0,042
3.000	0,061
4.000	0,079
6.000	0,116
7.000	0,134
8.000	0,153
9.000	0,169

raison de la dérivation à la soudure et de l'effet Peltier, j'ai employé un thermocouple de la Cambridge C° à circuit de chauffe complètement isolé du *circuit couple*. Un tel couple associé à un bon galvanomètre est préférable à un Duddell, car les pertes calorifiques sont moindres, le couple étant placé dans le vide. Enfin, à l'inverse des thermocouples à fils croisés ce thermocouple peut être étalonné avec un courant continu.

1. Ce qui diminue beaucoup la valeur de I_m (Loi du cube des résistances pour les faibles amplitudes).

2. J. Cayrel, *Onde Electrique* (1924), n° 35

Les caractéristiques de l'appareil étaient les suivantes :

Résistance du circuit de chauffe...	30 Ω
Courant de chauffe maximum.....	15 mA

Le galvanomètre associé au thermo-couple était un galvanomètre à cadre mobile dont on réglait la sensibilité à l'aide du réducteur de potentiel. Pour la mesure des courants compris entre 10 et 100 mA on shuntait le circuit de chauffe du couple

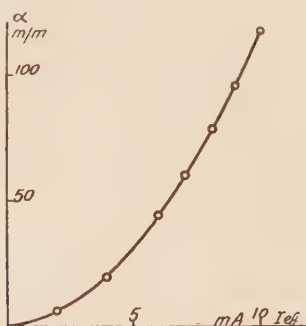


Fig. 52.

par une résistance sans self s' de 6,6 Ω . On trouvera figure 52 la courbe d'étalonnage du système couple-galvanomètre.

d) *Voltmètre-amplificateur.* — L'appareil était utilisé le plus souvent avec une lampe amplificatrice et deux détectrices. Un rhéostat spécial, à shunt démultiplicateur, avait été construit en vue d'obtenir une variation très progressive du courant de chauffage. Pour éviter toute erreur due à un changement insoupçonné de la courbe d'étalonnage on opérait généralement de la façon suivante :

Après avoir relevé les déviations $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_n$, correspondant à différentes positions du curseur G, c'est-à-dire aux différentes valeurs (à déterminer) de V_{eff} aux bornes du contact, on supprimait le contact, ce qui revenait à brancher le voltmètre-amplificateur aux bornes G et A du potentiomètre, puis on recherchait les positions du curseur rétablissant les déviations $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_n$. Connaissant l'intensité du courant dans le fil AB et la résistance de ce fil par unité de longueur, on en déduisait les d. d. p. efficaces $V_1, V_2 \dots V_n$ correspondant aux déviations $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_n$. Ce mode opératoire revenait à étalonner le V. A. après chaque série de mesures.

L'emploi du voltmètre-amplificateur, dont la sensibilité est très supérieure à celle des meilleurs voltmètres thermiques, présente en outre l'énorme avantage de ne pas absorber de courant appréciable, ce qui dispense de toute correction quant à la consommation du voltmètre.

Comme les phénomènes étudiés sont très instables, et que la probabilité d'une perturbation accidentelle du contact augmente avec la durée de l'expérience, il importe de conduire les mesures très rapidement, ce qui est impossible si le même opérateur doit manœuvrer le curseur du potentiomètre, lire trois appareils, et noter les résultats. Un aide chargé du V. A. et enregistrant les trois lectures m'a donc été indispensable pour toute cette étude.

47. Cycles d'hystérésis de I_m en fonction de V_{eff} .

On soumet le contact à une d. d. p. V_{eff} qui croît d'abord de 0 à V_1 , puis décroît de V_1 à 0.

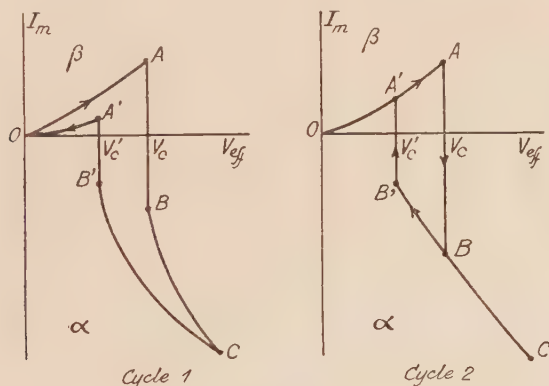


Fig. 53.

Le cycle de I_m en fonction de V_{eff} affecte suivant les cas la forme 1 ou la forme 2 (fig. 53).

Aller (Courbe OABC). — Pour les faibles valeurs de V_{eff} le courant passe mieux du métal au sulfure que du sulfure au métal; le courant I_m traverse donc le contact dans le sens métal-sulfure (ordonnées positives de la fig. 53) : il y a rectification β . Pour une valeur *critique* V_c de V_{eff} , il y a brusque inversion de la rec-

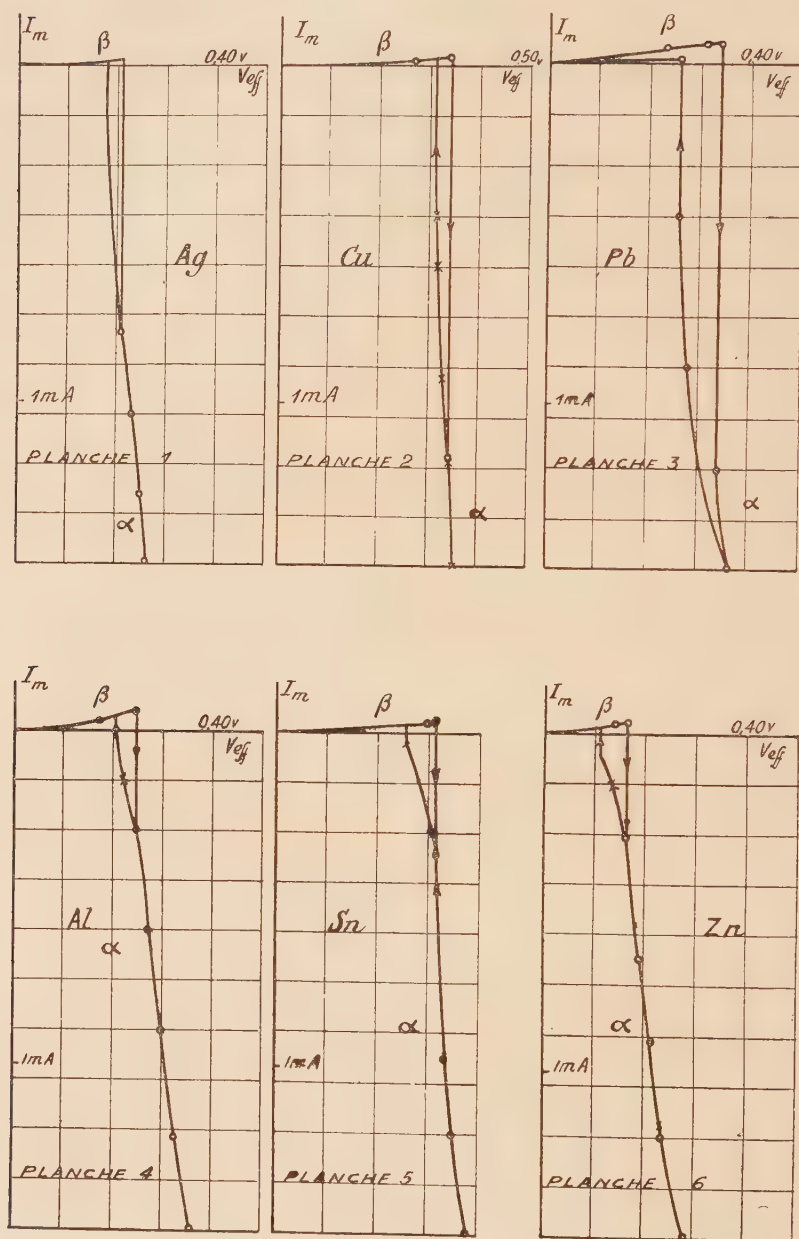


Fig. 54.

tification. Le courant passe mieux du sulfure au métal que vice versa; le courant moyen change de sens (ordonnées négatives); il y a rectification α .

Retour (courbe CB'A'O). — Pour obtenir des cycles d'hystérésis de forme régulière et bien définie, il faut avant de relever I_m en fonction de V_{eff} soumettre le contact à plusieurs variations cycliques de V_{eff} , c'est-à-dire considérer le *cycle limite*. Sur de tels cycles les courbes aller et retour sont souvent confondues pour toutes les valeurs de V_{eff} non comprises dans l'intervalle $V_c - V'_c$: on a un cycle d'hystérésis à cornes linéaires (cycle 2, fig. 53).

Remarque. — Le cycle comprend deux branches continues β , OA et A'O, deux branches continues α , BC et CB', deux branches discontinues ou d'inversion, AB et B'A'. Mais à la discontinuité par rapport à V_{eff} s'ajoute ici une discontinuité dans le temps, car si lente soit la progression du curseur du potentiomètre, le spot du galvanomètre saute de A en B. Il est impossible de l'arrêter en un point M intermédiaire.

Il n'en était pas ainsi pour les branches critiques du cycle $I_x(V)$. Bien que $\frac{dI}{dV}$ y fût également infini, on pouvait par une variation progressive de U fixer l'intensité en un point quelconque M de la branche critique AB.

La figure 54 représente quelques cycles de I_m en fonction de V_{eff} à la fréquence de 50 sec⁻¹ pour Ag, Cu, Pb, Al, Zn, Sn. Le sulfure utilisé était une chalcosine. On obtient d'ailleurs des courbes tout à fait semblables avec le sulfure artificiel.

On remarquera pour Ag et Cu l'étroitesse du cycle et la longueur considérable de la branche critique AB.

48. Cycles d'hystérésis de I_{eff} en fonction de V_{eff} .

Le cycle de I_{eff} en fonction de V_{eff} affecte suivant les cas la forme 1 ou la forme 2. Celle-ci s'observe plutôt sur le cycle limite. I_{eff} augmente brusquement pour $V_{eff} = V_c$ et diminue brusquement pour

1. Voir § 29 et figure 32.

$V_{eff} = V'_c$. La transformation de la rectification β en α et la transformation inverse sont donc accompagnées d'une *variation discontinue* de la résistance du contact et de $\frac{dI_{eff}}{dV_{eff}}$.

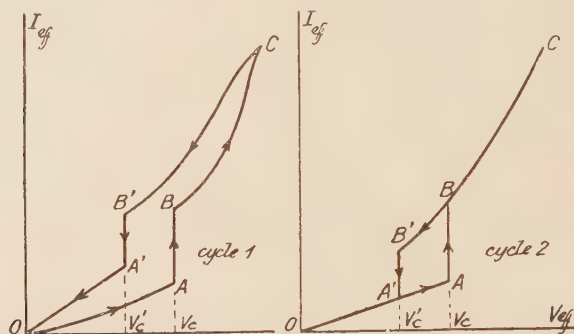


Fig. 55.

On remarquera l'analogie de forme des cycles $I_{eff}(V_{eff})$ avec celle des cycles $I(V)$ relevés en régime permanent dans le sens *sulfure métal* (§ 32, fig. 34).

La figure 56 représente quelques cycles $I_{eff}(V_{eff})$ concernant *Al* (Planche 1) et *Ag* (Planche 2, 3, 4 et 5). La forme anormale du cycle 5 est due à une anticohération du contact par le courant alternatif, au cours du relevé de la branche aller.

49. Destruction de la rectification.

Si on augmente V_{eff} au delà d'une valeur V_a généralement comprise entre 1 et 5 v, on constate que la rectification α disparaît brusquement *tantôt par cohération du contact* (dans ce cas I_{eff} augmente fortement, la résistance du contact tombant à une très faible valeur), *tantôt par anticohération* (dans ce cas I_{eff} s'annule, la résistance du contact devenant pratiquement infinie). Pour les *faibles* pressions de contact la rectification disparaît généralement par *anticohération*. Pour les *fortes* pressions, elle disparaît au contraire par *cohération*. Pour les pressions moyennes, il y a tantôt cohération, tantôt anticohération. Quelquefois, les phénomènes se produisent l'un après l'autre pour un même contact et une même d. d. p. appliquée. Il

semble qu'en H.F. l'anticohération ait lieu plus souvent et pour une tension V_d plus basse.

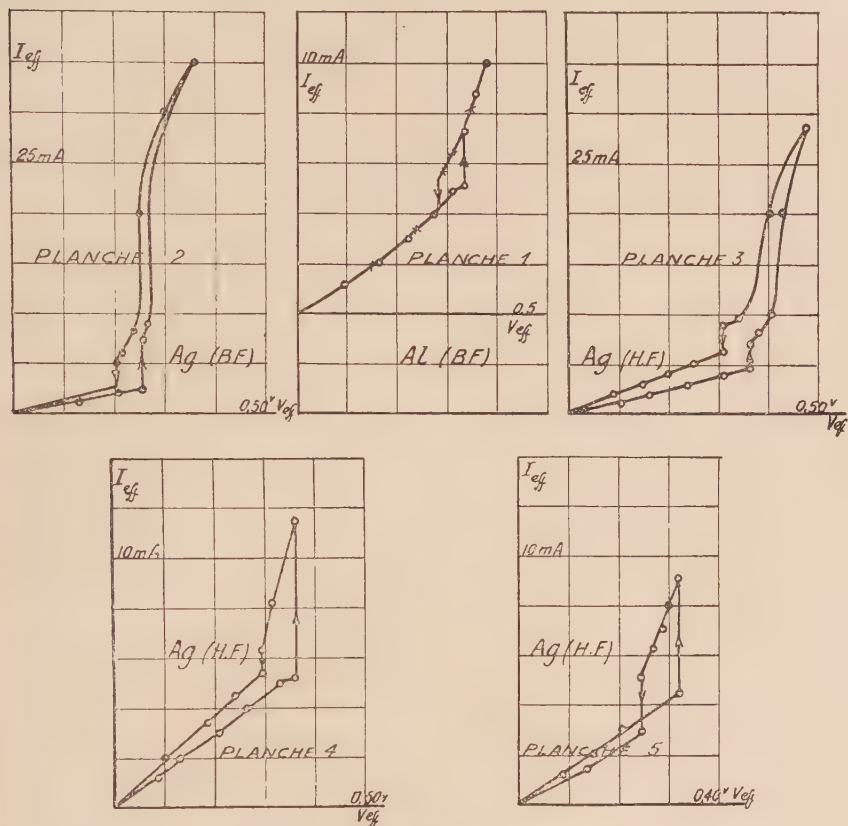


Fig. 56.

Enfin la destruction *brusque* de la rectification est généralement

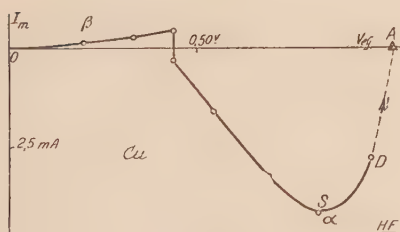


Fig. 57.

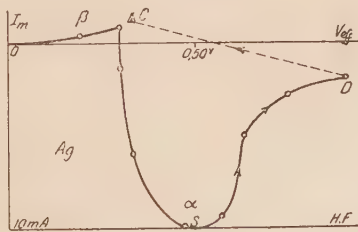


Fig. 58.

précédée d'une *décroissance*¹ *progressive* du courant rectifié α en

1. I passe donc auparavant par un maximum S. Ni ce maximum, ni la phase décrois-

fonction de V_{ef} (branche SD des courbes $I_m = f(V_{eff})$, fig. 57 et 58). Un trainage notable se manifeste au cours de cette phase décroissante. La courbe SD de la figure 57 (Cu-Chalcosine) se termine par une anticohération (point A); celle de la figure 58 (Ag-Chalcosine) par une cohération (point C).

50. La différence de potentiel critique d'inversion.

La d. d. p. d'inversion V_c dépend principalement de la nature du métal en contact avec le sulfure et de la fréquence du courant, accessoirement de la force pressante et de la température du contact.

a) *Influence de la nature du métal.* — Avec la plupart des métaux V_c varie beaucoup d'une expérience à l'autre. En certains points du sulfure, l'inversion ne se produit pas; en d'autres, elle a lieu pour une valeur très supérieure à la normale, rarement inférieure. Il en résulte que, si l'on ne peut assigner à V_c une valeur fixe, il est généralement possible par un nombre suffisant de mesures de dégager une *moyenne significative des valeurs minima¹ de V_c* . Nous désignerons cette moyenne par le symbole $\overline{V_c}$. De tous les métaux que j'ai étudiés l'Argent est de beaucoup celui pour lequel V_c se montre le plus constant, l'inversion se produisant de façon très régulière et pour des valeurs de V_c qui en moyenne diffèrent de moins de 10 %.

Le tableau II donne $\overline{V_c}$ pour différents métaux aux fréquences 50 et 43.000 sec^{-1} et pour chaque métal le rapport ρ de $\overline{V_c}$ en H. F. à $\overline{V_c}$ en B. F. Les plus faibles valeurs de V_c s'observent pour Ag et pour Bi. Le rapport ρ varie entre les limites extrêmes 1,30 et 1,65, sa valeur étant 1,42.

b) *Influence de la fréquence.* — Cette étude n'était guère possible qu'avec Ag, car, comme on l'a dit plus haut, c'est seulement avec ce métal que V_c varie très peu, d'une expérience à l'autre, pour une fréquence donnée.

La mesure de V_c sur le *même contact* risquant d'introduire de très fortes erreurs accidentelles, on a préféré déterminer à chaque fré-

sante SO ne sont visibles sur les cycles de la figure 54 parce que V_{eff} n'a pas été poussé assez loin.

1. De façon plus précise, une moyenne des valeurs de V d'où sont exclues celles qui s'écartent très fortement de la normale.

quence la moyenne $\overline{V_c}$ des tensions critiques pour 20 contacts vierges différents, établis sur une même région de la surface du sulfure. La

TABLEAU II

Métal	$\overline{V_c}$ à 50 μ	$\overline{V_c}$ à 43.000 μ	ρ
Bi	0,18 v	0,28 v	1,55
Ag	0,18	,30	1,65
Sb	0,22	0,32	1,45
Al	0,23	0,34	1,50
Zn	0,25	0,34	1,35
Sn	0,25	0,39	1,55
Pb	0,30	0,42	1,40
Cu	0,30	0,42	1,40
Au	0,28	0,38	1,35
Pt	0,30	0,40	1,33
Ni	0,30	0,42	1,40
Pd	0,32	0,42	1,30
Fe	0,34	0,48	1,40

courbe de la figure 59 donne pour le contact Ag-Chalcosine les variations de $\overline{V_c}$ avec la fréquence de 0 à 7.500 sec^{-1} . On voit que $\overline{V_c}$

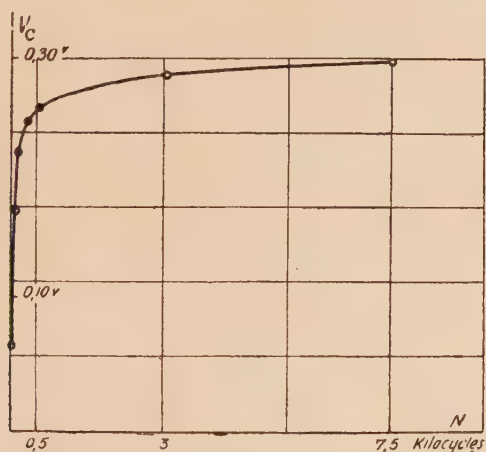


Fig. 59.

augmente très vite de 0 à 500 sec^{-1} , puis lentement de 500 à 7.500 sec^{-1} , la courbe présentant un coude très net autour de la fréquence 250 sec^{-1} .

Exception faite pour les fréquences 3.000 et 7.500 sec^{-1} qui étaient obtenues à l'aide d'un oscillateur à lampes, le courant alternatif utilisé pour ces mesures était produit par un groupe convertisseur C. G. R.; on réglait la fréquence en agissant sur le rhéostat de vitesse du moteur à courant continu qui entraînait l'alternateur à 500 Hz . De la valeur de cette vitesse mesurée à l'aide d'un tachymètre, on déduisait celle de la fréquence.

c) *Influence de la force pressante.* — Comme la précédente, cette étude ne peut être réalisée qu'avec l'Argent car, d'une part, l'influence de la force pressante sur V_c est faible, d'autre part, avec presque tous les métaux, une augmentation notable de pression de contact rend l'inversion très irrégulière ou même la fait disparaître complètement

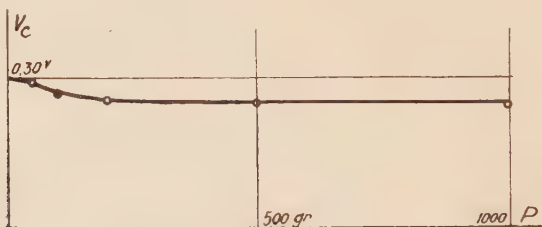


Fig. 60.

si R_0 devient trop faible. Exceptionnellement avec Ag, l'inversion se produit encore assez régulièrement pour des pressions de l'ordre de 1 kg par mm^2 et l'effet de la pression devient sensible. Cet effet est *petit* puisque, pour une variation de la force pressante de 5 à 1.000 gr., j'ai observé seulement une *diminution* de $1/6$.

La courbe de la figure 60 donne de 5 à 1.000 gr. $\bar{V}_c$ en fonction de la force pressante P pour le contact Ag-Chalcosine à la fréquence 43.000 sec^{-1} .

L'électrode métallique était constituée par un fil d'argent rectiligne, de 0,8 mm de diamètre normal à la surface du sulfure. La surface de contact était donc approximativement de $0,5 \text{ mm}^2$. Le dispositif permettant de faire varier P a été décrit § 27.

d) *Influence de la température.* — Dans un ballon Pyrex à large goulot (fig. 61) plein d'huile de vaseline et chauffé par un Bunsen plongeait un tube de verre t_1 au fond duquel se trouvait le sulfure S enchâssé dans une cupule de cuivre. Un bouchon B empêchait l'huile de monter dans t_1 .

L'électrode métallique était constituée par un fil d'argent F de 0,8 mm de diamètre porté par un second tube de verre t_2 , glissant librement à l'intérieur de t_1 . Ce fil était maintenu dans l'axe de t_2 par les bouchons b, b' et touchait le sulfure en C . La force pressante, égale au poids de t_2 soit 50 gr., était grâce à ce dispositif indé-

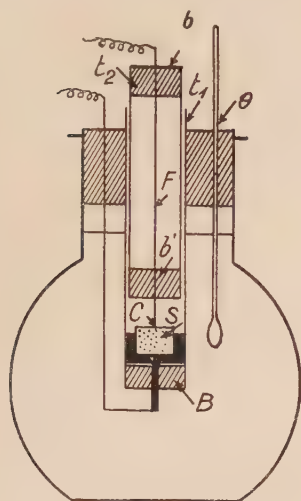


Fig. 61.

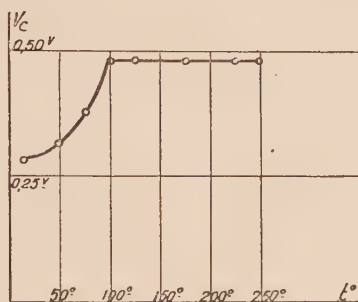


Fig. 62.

pendante de la dilatation subie par le fil d'argent sous l'effet de la chaleur. Le thermomètre θ , gradué jusqu'à 300°, donnait la température du bain d'huile. On attendait, pour effectuer les mesures, que l'équilibre¹ thermique entre le bain et l'intérieur du tube t_1 fût atteint.

La courbe de la figure 62 donne la variation de $\overline{V}_c$ en fonction de la température de 20° à 300° pour le contact Ag/ Chalcosine à la fréquence 43.000 sec⁻¹.

On voit que $\overline{V}_c$ augmente de 0,28 v à 0,48 v entre 20° et 100°, puis demeure constant entre 100° et 300°. L'inversion se produit d'ailleurs de façon beaucoup moins nette et beaucoup moins régulière au-dessus de 100° qu'à la température ordinaire.

1. L'existence de cet équilibre était d'ailleurs contrôlée à l'aide d'un second thermomètre que l'on introduisait à l'intérieur du tube t_1 , après en avoir retiré t_2 .

51. Influence de la fréquence sur les rectifications α et β .

a) Influence de la fréquence sur I_m à I_{eff} constant.

On déterminait successivement sur un même contact et pour une même valeur de I_{eff} le courant moyen I_m en basse et haute fréquence. Une perturbation du contact étant toujours à craindre, on repassait en B.F. immédiatement après la mesure H.F., et on vérifiait que la mesure faite en premier lieu n'était pas sensi-

TABLEAU III
Influence de la fréquence
Ag/Chalcosine, Rectification β .

I_{eff}	I_m		ρ
	B.F.	H.F.	
1,20	45	18	2,5
1,50	45	16	2,8
1,50	30	11	2,7
1,75	40	16	2,5
2,00	10	5	2,0
3,40	9	3,5	2,6
m A	m.m	m/m	
	$K = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ mA/m.m}$		

TABLEAU III (suite).
Influence de la fréquence.
Ag/Chalcosine, Rectification α .

I_{eff}	I_m		ρ
	B.F.	H.F.	
2,75	72	70	1,03
2,75	51	51	1,00
2,75	75	75	1,00
3,40	100	100	1,00
4,00	100	105	0,95
4,00	90	95	0,95
4,00	100	100	1,00
4,00	87	85	1,02
4,00	86	88	0,98
4,00	110	114	0,96
2,75	45	45	1,00
4,90	82	85	0,96
m. A	m/m	m/m	
	$K = 0,015 \text{ mA/m.m}$		

blement modifiée. Seuls étaient conservés les résultats satisfaisant à cette épreuve de contrôle. Chaque métal faisait l'objet de deux séries de déterminations correspondant l'une à la rectification β des faibles amplitudes, l'autre à la rectification α . Les fréquences comparées étaient 50 et 43.000 sec^{-1} .

Le tableau III donne quelques résultats numériques pour le contact Argent-Chalcosine. La dernière colonne du tableau contient le rapport ρ de l'intensité moyenne en B. F. à l'intensité moyenne en H. F. Chaque ligne correspond à un contact vierge différent. Des tableaux semblables ont été dressés pour tous les métaux étudiés. Nous ne les reproduirons pas, mais on trouvera dans le tableau IV les moyennes de ρ qui en ont été extraites.

TABLEAU IV

MÉTAL	β	ρ_{moyen}	α
Ag	2,50		0,98
Cu	2,50		0,98
Pb	1,90		0,93
Al	2,80		1,00
Zn	1,95		0,96
Sb	2,55		
Bi	2,30		

L'examen des tableaux III et IV montre que lorsque la fréquence passe de 50 à 43.000 sec^{-1} la rectification α n'est pas sensiblement modifiée ou augmente très légèrement tandis que la rectification β devient environ 2,5 fois plus faible.

b) Influence de la fréquence sur V_{eff} à I_{eff} constant.

Pour la rectification β V_{eff} est sensiblement le même en basse et haute fréquence pour une même valeur de I_{eff} . Mais pour la rectification α , V_{eff} est notablement plus grand en H. F. qu'en B. F., ainsi qu'on peut le voir sur le tableau V qui concerne le contact Ag/ Chalcosine.

Chaque ligne du tableau correspond à un contact vierge différent. On remarquera que la différence ΔV entre V_{eff} en H. F. et V_{eff} en B. F. diminue quand V_{eff} augmente, c'est-à-dire quand on s'éloigne du point critique.

TABLEAU V

I_{eff}^2	V_{eff}		ΔV	$\frac{V_{H.F.}}{V_{B.F.}}$
	B.F.	H.F.		
4.5	0,26	0,35	0,09	1,35
7.0	0,33	0,40	0,07	1,20
7.2	0,22	0,285	0,06	1,30
7.5	0,26	0,34	0,08	1,30
7.5	0,29	0,36	0,07	1,25
9.2	0,31	0,36	0,05	1,15
10.8	0,38	0,40	0,02	1,05
11.8	0,33	0,36	0,03	1,10
Échelle arbitraire	Volts		volts	

L'existence de l'écart ΔV et sa diminution en fonction de V_{eff} sont une conséquence :

1° des rapports existant entre les courbes haute et basse fréquence de I_m en fonction de V_{eff} (fig. 63) (en particulier de ce que V_c est plus grand en H. F. qu'en B. F.);

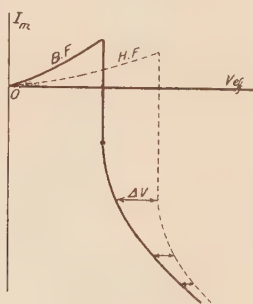


Fig. 63.

2° de l'invariance de I_m à I_{eff} constant vis-à-vis de la fréquence.

Si on compare en effet les abscisses V_{eff} qui correspondent sur chaque courbe à une même valeur de I_m , on voit qu'il existe nécessairement entre elles un écart ΔV qui va en diminuant lorsqu'on s'éloigne du point critique H. F.

52. Étude oscillographique¹ du contact aluminium-sulfure de cuivre à 50 périodes.

J'ai observé au miroir tournant les oscillogrammes d'intensité et de tension du contact aluminium-sulfure de cuivre en régime alternatif à 50 périodes.

Deux oscillographes Dubois ayant les caractéristiques suivantes étaient employés, le premier comme oscillo-ampèremètre, le second comme oscillo-voltmètre par l'intermédiaire d'une lampe à trois électrodes.

Oscillo-ampèremètre. — Résistance 260 Ω , self 580 mH, fréquence propre 1.400 sec^{-1} , sensibilité : 45 millimètres pour 10 mA.

Oscillo-voltmètre. — Résistance 4.200 Ω , self 10 H, fréquence propre 850 sec^{-1} , sensibilité : 22 millimètres pour 1 mA.

L'oscillo-ampèremètre était monté en série avec le contact.

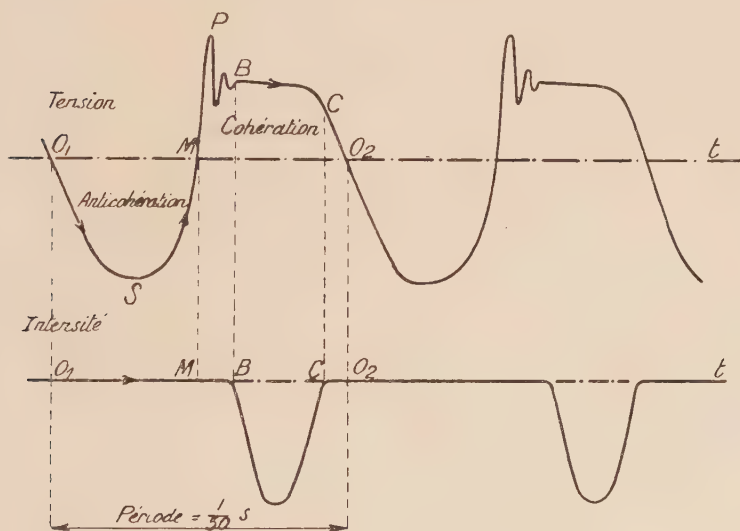


Fig. 64.

L'oscillo-voltmètre, était inséré dans le circuit plaque d'un triode ($k = 9$, $r = 9.000 \Omega$, pente = 1 mA/v) dont l'espace filament-grille shuntait le contact.

1. Cf. *Studies in contact rectification. II. Cupric sulfide-magnesium junction.* M. Bergstein, J. F. Rinke, C. M. Gutheil. *Phys. Rev.*, 36 (1930), 587.

Pour observer l'oscillogramme de tension on branchait en série avec le contact une forte résistance de façon que la d. d. p. aux bornes du contact fût régie par les variations de sa résistance et non imposée par la f. e. m. extérieure sinusoïdale (voir § 8).

a) *Oscillogramme d'intensité.* — On voit sur l'oscillogramme d'intensité que :

1° Le redressement est presque parfait, le contact fonctionnant pratiquement en soupape.

2° Le temps BC durant lequel le courant passe est beaucoup plus court que le temps $O_1B + CO_2$ durant lequel le courant ne passe pas.

Ces deux particularités s'expliquent immédiatement d'après l'étude du contact en régime permanent (voir cycles I(V) et R(V), fig. 65), car pour peu que R_0 ait une valeur élevée, il ne passe un courant appréciable à travers le contact que lors de la cohération critique qui se produit quand la tension sulfure-métal atteint ou dépasse une valeur V_α comprise entre 0,40 et 0,50 v.

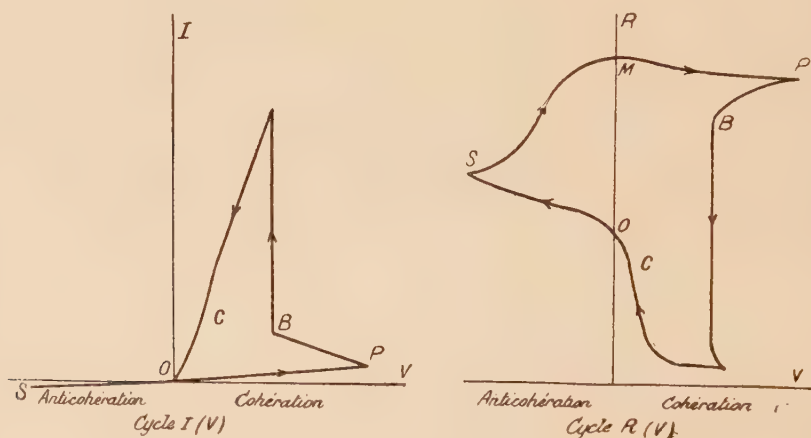


Fig. 65.

Il en résulte que le courant à travers le contact sera trop faible pour agir sur l'oscillographe :

1° Pendant la demi-période métal-sulfure O_1M .

2° Pendant les fractions MB et CO_2 de la demi-période sulfure-métal où la tension est inférieure à la valeur critique V_α . Si on fait croître l'amplitude de la tension alternative, la durée BC du passage du courant augmente *puisque le temps durant lequel*

U sin ωt est supérieur ou égal à V_x augmente. Si l'amplitude U est inférieure à V_x , le courant ne passe pratiquement ni dans un sens ni dans l'autre.

b) Oscillogramme de tension. — La courbe de tension est plus intéressante que la courbe d'intensité, car elle traduit de façon explicite les particularités des deux alternances; cette courbe donne lieu aux remarques suivantes :

1° La tangente à la courbe en O est moins inclinée que la tangente à la courbe en M. Cela signifie que, par suite de l'hystérésis, R_0 après l'alternance cohération a une moindre valeur qu'après l'alternance antiohération (voir points O et M du cycle de résistance).

2° La pente de l'arc O_1S est moins forte que celle de l'arc SM , c'est-à-dire que les tensions croissantes sont moindres que leurs symétriques décroissantes. On pouvait s'y attendre puisque les résistances SM du cycle $R(V)$ sont supérieures aux résistances OS et que d'autre part pour une intensité donnée la tension aux bornes du contact est proportionnelle à sa résistance.

3° Les différentes parties de l'alternance cohération ont la signification suivante :

a) Phase précritique MP. — Par suite de l'hystérésis et du traînage la grande résistance créée durant l'alternance antiohération persiste au début de l'alternance cohération et la tension monte rapidement jusqu'en P.

b) Phase disruptive PB. — La cohération se produit et la résistance tombant brusquement à une faible valeur, la tension éprouve aussi une dénivellation PB. Comme le Dubois est réglé un peu en deçà de l'amortissement critique, le passage de la tension de pointe P à la tension de plateau B se fait en régime oscillant.

c) Phase de plateau BC. — Le propre de la cohération critique est, on l'a vu, de maintenir la d. d. p. aux bornes du contact sensiblement constante, d'où le plateau BC de l'oscillogramme.

d) Phase de décohération CO_2 . — La décohération n'est pas complète et c'est pourquoi, ainsi qu'on l'a vu au 1°, la pente de la courbe est moindre en O qu'en M.

Les oscillogrammes d'intensité et de tension ne présentent donc aucune particularité qui ne puisse être prévue d'après l'étude en régime permanent de la conduction alternée.

CHAPITRE IV

LE CONTACT MÉTAL GALÈNE β

53. — M^{lle} Collet a signalé en 1921 que les galènes dites insensibles présentaient une rectification opposée à celle des galènes sensibles (rectification de deuxième espèce).

J'ai montré en 1926¹ que cette unipolarité métal-cristal des galènes insensibles faisait place, à partir d'une tension comprise entre 1 et 2 volts, à une unipolarité cristal-métal, de même sens que celle des galènes sensibles².

Le contact métal-galène β présente donc, comme le contact métal-sulfure de cuivre, une double rectification, mais ici c'est la rectification β qui est intense et stable.

A. — EXPÉRIENCES EN RÉGIME PERMANENT

54. Étude de R_0

La détermination de R_0 pour différents métaux sous une même force pressante montre que les métaux oxydables donnent des *résistances instables et beaucoup plus faibles* que celles des métaux nobles. Ce résultat, exactement contraire à celui trouvé pour le contact métal-sulfure de cuivre, paraît assez surprenant, car il semble que la couche d'oxyde, par sa résistance propre et par son pouvoir anti-diffusant, devrait toujours accroître la résistance du contact. Les chiffres suivants montrent qu'il n'en est rien :

1. C. R., 183 (1926), 449.

2. Ce phénomène ne doit pas être confondu avec le phénomène inverse (transformation de la rectification α en rectification β) découvert par M^{lle} Collet chez les galènes sensibles et qui paraît lié à un échauffement du contact.

Un fil de 1 millimètre de diamètre appuie par sa section droite sur la galène sous une force pressante de 15 grammes.

Avec Pt on obtient pour une moyenne de 30 mesures $R_0 = 890 \Omega$

Avec Al dans les mêmes conditions..... $R_0 = 45 \Omega$

L'Or se comporte comme le Platine; le Cuivre jouit de propriétés intermédiaires entre les métaux nobles et les métaux oxydables.

Dans certains cas, il y a sûrement altération¹ du métal noble par la galène, ou tout au moins entraînement de poussière de galène par la pointe, car, à chaque nouveau contact, la résistance va crescendo; elle subit par contre une diminution considérable, si, après avoir nettoyé l'extrémité de la pointe avec de l'émeri très fin, puis l'avoir essuyée avec une peau de chamois, on reforme le contact au même endroit du cristal.

Les moyennes ci-après, relatives à des boucles de fils de platine et de zinc de 0,5 millimètre de diamètre appuyant tangentielle-ment sur la face 100 d'un monocristal de galène, sous une force pressante de 15 grammes, ont été obtenues en nettoyant le métal à l'émeri après chaque contact :

Pt moyenne de 20 mesures..... $R_0 = 330 \Omega$

Zn moyenne de 20 mesures..... $R_0 = 59 \Omega$

Moins fortes que dans la première série de mesures, où on se bornait à essuyer la pointe avec une peau de chamois, les différences demeurent néanmoins considérables.

Lorsque la pointe a été modifiée par son contact répété avec la galène, au point de donner toujours, et même sous forte pression, des résistances très élevées, on peut se demander si la cause de la résistance du contact n'est pas plutôt dans l'altération de la pointe que dans la galène. Toutefois, en formant des contacts entre la pointe modifiée et un métal, je n'ai jamais réussi à obtenir des résistances appréciables.

55. Relation entre R_0 et la résistivité — Comparaison de la galène β avec la galène sensible.

Si on compare, toutes choses égales, les valeurs de R_0 pour un

1. L'Or a une véritable affinité pour le Plomb avec lequel il s'allie à la température ordinaire.

échantillon de galène β et pour un échantillon de galène sensible, on trouve *dans le cas des métaux oxydables* que ces résistances sont à peu près dans le même rapport que les résistivités des deux galènes.

Pour les deux échantillons comparés on avait :

$$\rho_{\alpha} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ } \mu\Omega\text{-cm} \qquad \rho_{\beta} = 8,4 \cdot 10^4 \text{ } \mu\Omega\text{-cm}$$

La résistivité de la galène β était donc 30 fois plus faible que celle de la galène sensible.

D'autre part, on a trouvé plus haut, pour un contact Al-galène β une résistance à courant nul :

$$R_{\beta} = 45 \text{ } \Omega.$$

En répétant cette expérience, après substitution de la galène α à la galène β , on trouve une moyenne des valeurs de R_0 :

$$R_{\alpha} = 1.500 \text{ } \Omega.$$

ce qui donne pour le rapport $\frac{R_{\alpha}}{R_{\beta}}$ la valeur 33 qui est bien voisine de 30.

La différence de grandeur des résistances des contacts Al-galène α et Al-galène β , semble donc s'expliquer conformément aux principes hertziens, par la différence de grandeur des résistivités des deux galènes (voir Troisième Partie, § 83).

Par contre les résistances élevées que l'on obtient par l'association des métaux nobles à la galène β font penser à un effet de couche intermédiaire créant une résistance surajoutée.

56. L'unipolarité β .

Très bonne avec Au et Ag, nette avec Pt, Ni, Tu, C, médiocre avec Cu, elle est sensiblement nulle avec les métaux oxydables; Al en particulier ne donne rien.

Le principal défaut de la galène β est qu'avec la plupart des métaux le contact subit sous une tension métal-sulfure comprise entre 0,20 et 0,40 v, une *cohération irréversible et incoercible par l'application d'une tension inverse* : le courant passe bien dans les deux sens¹.

1. Puis, pour des tensions plus élevées, l'unipolarité change de sens (rectification α).

L'Or et l'Argent¹ font exception à cet égard, et avec ces deux métaux le contact supporte des tensions β voisines de 0,8 v sans subir de cohération irréversible. Aussi le rapport $\frac{I_{\beta}}{I_{\alpha}}$ qui avec Pt, Ni, Cu, C, reste compris entre 2 et 5, varie-t-il avec Au et Ag entre 10 et 50. On trouvera figure 66 les caractéristiques de résistance de Au et de Pt. On remarquera que l'allure générale de la courbe est la même que pour les contacts bons détecteurs. On voit sur la courbe relative à l'Or que le maximum de la résistance du contact dans le sens α est atteint pour une faible tension (0,20 v environ) et qu'il est suivi d'une décroissance rapide.

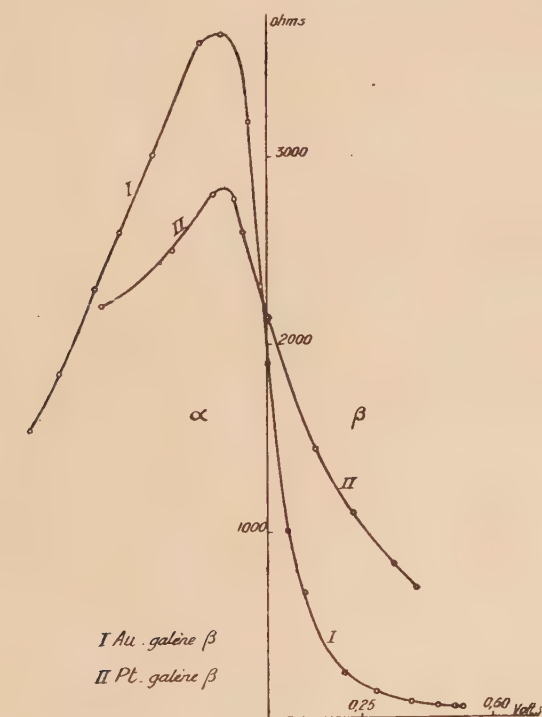


Fig. 66.

Ces résultats paraissent tout à fait opposés à ceux trouvés par A. Schleede et H. Buggisch². En effet, ces auteurs n'auraient observé l'unipolarité β qu'avec une pointe métallique oxydée —

1. L'action favorable de l'argent sur la rectification β de la galène a été signalée par Flowers dès 1909 (*Phys. Rev.*, 29, 445).

2. *Phys. Z.*, 28 (1927), 174.

dont ils n'indiquent d'ailleurs même pas la nature — et, d'après eux, la petitesse et l'instabilité du phénomène le rendrait impropre à la détection des courants de H.F. à l'aide du téléphone, dans lequel on entendrait un « grattement enrôlé », au lieu d'un son clair. Or, s'il en est bien ainsi avec Cu, par exemple, en raison de la médiocrité de la rectification et de l'extrême cohéribilité du contact, j'ai constaté par des essais au « buzzer » *qu'avec Au et Ag on obtenait au contraire des détections téléphoniques tout à fait normales.*

L'opposition des résultats de A. Schleede et H. Buggisch avec les nôtres semble donc provenir de ce que ces auteurs, faute d'avoir expérimenté sur un nombre de métaux suffisant, ont généralisé indûment¹ des observations valables pour des cas d'espèce.

Il faut également tenir compte de ce que toutes les galènes dites « insensibles » sont loin de posséder au même degré la conductibilité asymétrique β .

57. L'unipolarité α .

Elle apparaît avec certains métaux et si la force pressante est suffisamment faible, pour une tension comprise entre 1 et 2 v. En régime permanent elle se manifeste très difficilement avec la plupart des métaux non oxydables en raison du caractère irréversible de la cohération β aux fortes tensions.

L'asymétrie α est au contraire facile à obtenir avec les métaux oxydables, exempts d'unipolarité β , et chez qui elle apparaît souvent pour des tensions de quelques dixièmes de volt. Pour de telles tensions le rapport $\frac{I_\alpha}{I_\beta}$ reste toujours inférieur à 2. Par contre *avec ces métaux et pour des tensions de l'ordre du volt* le rapport $\frac{I_\alpha}{I_\beta}$ peut atteindre une valeur considérable.

Exemple : contact Zn-galène β $V = 2\text{ v}$ $\left\{ \begin{array}{l} I_\alpha = 20\text{ mA.} \\ I_\beta = 0,2\text{ mA.} \end{array} \right.$

$$\frac{I_\alpha}{I_\beta} = 100.$$

1. Pareille critique a d'ailleurs été adressée par Regler à Schleede und Buggisch, ainsi qu'à Reizsaus à propos de l'intransigeance de leurs attitudes dans le débat :

Le sens du courant rectifié est-il déterminé par la différence de courbure des électrodes (Reizsaus) ou par leur différence de nature (Schleede und Buggisch)?

Le contact agit souvent comme une véritable soupape : on a un effet de court-circuit dans le sens α et un effet disjoncteur dans le sens β . Les phénomènes sont de même nature qu'avec le sulfure de cuivre mais encore plus brutaux. De plus, tandis qu'avec le sulfure de cuivre l'effet cohéreur était réversible, ici cohération et anti-cohération sont également irréversibles : R_c , pratiquement infini après l'anticohération demeure égal à quelques ohms après la cohération. Avec Al on observe qu'après un petit nombre d'inversions le courant ne passe plus ni dans un sens, ni dans l'autre.

B. — EXPÉRIENCES EN RÉGIME ALTERNATIF

58. — Le courant rectifié va du métal au sulfure aux faibles amplitudes puis s'inverse. Avec les métaux oxydables I_m va toujours du sulfure au métal.

Les résultats sont qualitativement les mêmes en B.F. et en H.F., mais la rectification est meilleure et plus stable en H.F.

La rectification β est bonne avec Au, Ag, Pt, faible avec Cu, nulle avec les métaux oxydables, comme on pouvait le prévoir d'après l'étude du contact en régime permanent.

A 50 ~~Hz~~ la valeur efficace de la tension d'inversion est voisine de 1,5 v pour Au et Ag, inférieure à 0,5 v pour Cu. La rectification α est toujours médiocre et instable, mais se manifeste très régulièrement avec tous les métaux.

En régime alternatif, le courant, ne traversant le contact dans le sens β que pendant la durée d'une demi-période, ne produit pas la cohération β irréversible, qui, avec les métaux non oxydables, s'opposait à l'apparition de l'unipolarité α dans les expériences en régime permanent.

C'est d'ailleurs pour la même raison que la rectification β est meilleure en H.F. qu'en B.F.

C. — LA GALÈNE β SULFURÉE

59. — Si on oxyde la surface d'une galène en électrolysant une solution d'azotate de soude avec la galène pour anode¹, on

1. On arrive au même résultat en électrolysant une solution de H^2S avec la galène pour anode (Ici le soufre au lieu d'être emprunté à la galène provient de la solution).

constate que le cristal perd son éclat métallique et se recouvre d'une poussière brunâtre. Cette poussière est principalement constituée par du soufre très finement divisé et à l'état quasi-colloïdal. On peut s'en rendre compte en la traitant par un mélange de benzène et de sulfure de carbone. On obtient par évaporation du solvant un dépôt, qui, examiné au microscope, apparaît sous forme de beaux cristaux de soufre octaédrique.

Les galènes β ainsi sulfurées présentent avec les métaux nobles une rectification du même ordre qu'avant sulfuration mais beaucoup plus stable. Le contact est moins cohérent et le soufre paraît jouer simplement le rôle des « poussières calantes » de H. Pélabon.

Avec les métaux oxydables les résultats sont sensiblement les mêmes qu'avant sulfuration.

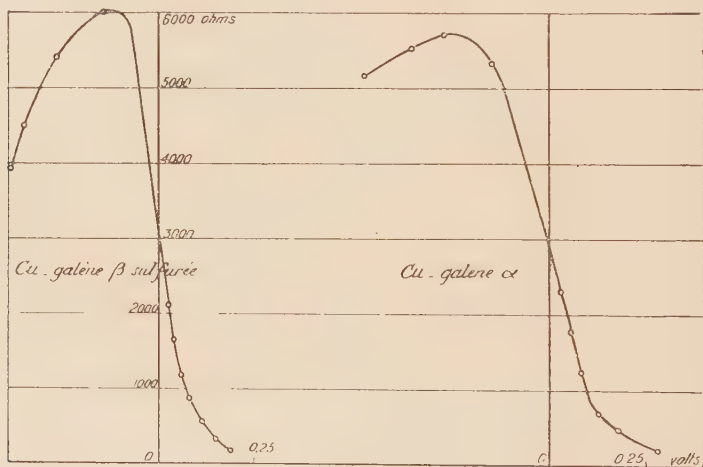


Fig. 67.

Par contre avec Cu, qui donnait une rectification β très médiocre s'inversant à partir de 0,50 v, on obtient après sulfuration une rectification β supérieure à celle des métaux nobles et qui persiste sous 2 v efficaces.

La rectification est améliorée au point de surpasser aux faibles amplitudes la rectification α des galènes les plus sensibles. Toutefois à partir de 0,20 v la galène α donne de meilleurs résultats. La raison en apparaît clairement sur la figure 67 où l'on a représenté les caractéristiques de résistance des deux contacts.

Si le contact Cu-galène β sulfurée détecte mieux aux faibles

amplitudes, c'est parce que dans le sens petit courant le contact prend une résistance très élevée sous une tension très basse. Mais dès que la tension dépasse 0,15 v, la résistance cesse de croître et diminue très vite, ce qui entraîne une diminution du taux de rectification.

Le comportement exceptionnel du cuivre vis-à-vis de la galène β sulfurée provient de ce que la pointe pour entrer en contact avec le cristal doit traverser la couche de soufre très finement divisé qui le recouvre. Il y a altération superficielle de l'extrémité de la pointe et formation de sulfure de cuivre. Au lieu du contact cuivre-galène β , dont la rectification est très médiocre, on a un contact sulfure de cuivre-galène β . Ce contact formé de deux substances d'unipolarités opposées est un excellent détecteur.

A l'appui de cette interprétation citons les faits suivants :

1° L'examen microscopique de l'extrémité de la pointe révèle qu'elle a perdu l'éclat métallique et pris une couleur grisâtre.

2° Si, après avoir formé un contact rectifiant avec la pointe de cuivre et la galène sulfurée, on remplace celle-ci par une galène β non sulfurée, on obtient également une excellente détection, la couche de sulfure de cuivre formée lors du contact cuivre-galène sulfurée restant adhérente à la pointe lors de la seconde expérience.

3° On peut mettre en évidence les propriétés détectrices acquises par la pointe du fait de son altération en la mettant en contact avec un métal. La rectification est beaucoup moins bonne qu'avec la galène β mais cependant très nette.

4° Si, on plonge un fil de cuivre dans une solution de soufre dans CS_2 , le cuivre se recouvre d'une pellicule de sulfure vert foncé. Un tel fil mis en contact avec une galène β non sulfurée constitue un excellent détecteur dont les propriétés sont semblables à celles du contact Cu - galène β sulfurée.

On peut aussi produire le sulfure à l'extrémité de la pointe en appuyant celle-ci contre du soufre en fleur, car l'affinité de ces deux corps est telle, qu'ils réagissent par simple contact à la température ordinaire.

**D. QUESTIONS ET REMARQUES DIVERSES CONCERNANT
LES PROPRIÉTÉS RECTIFIANTES DE LA GALÈNE β**

60. — 1° *La rectification α de la galène β aux fortes amplitudes est-elle de même nature que la rectification α de la galène sensible ?*

Jusqu'à preuve du contraire il est permis de hasarder cette hypothèse. Cela revient à considérer les galènes β comme des galènes α peu sensibles chez qui, aux faibles amplitudes et avec les métaux inoxydables, la rectification α serait remplacée par une rectification inverse.

2° *Quelle est la cause de la rectification β ?*

Florisson constate qu'une oxydation fait disparaître la rectification α des galènes sensibles et apparaît une légère rectification inverse. James n'observe qu'exceptionnellement la rectification inversée sur des cristaux synthétiques de PbS chimiquement pur, mais par l'addition de 10 % de sulfure d'étain fait apparaître régulièrement une rectification β .

Par contre, d'après M^{lle} Collet, qui a contrôlé ses expériences par des analyses chimiques, il ne semble nullement que la rectification β des cristaux naturels de galène soit liée à l'existence d'une impureté.

La rectification β étudiée plus haut, et dont nous avons donné le premier un ensemble de caractères spécifiques, est certainement le phénomène découvert en 1921 par M^{lle} Collet sur les cristaux de galène dits insensibles, mais il est impossible de dire si elle est de même nature que les phénomènes de James et de Florisson, ces auteurs ne donnant aucun criterium des rectifications β par eux observées. Pour cette raison, toute discussion de l'hypothèse impureté paraît impossible sans expériences nouvelles.

3° *Rôle du Soufre chez le contact Métal-Galène β sulfurée.*

On a vu que, même avec les métaux insulfurables, le soufre stabilise la détection β et améliore le taux de rectification, mais cette action paraît être purement mécanique et tout à fait semblable à celle des « poudres calantes » des expériences de H. Pélabon : la résistance au contact est stabilisée, le contact devient

moins cohérent, mais l'ordre de grandeur du courant rectifié n'est pas changé¹.

Il ne s'agit donc pas à proprement parler d'une sensibilisation comme celle que le soufre exerce sur la galène à haute température² et qui d'ailleurs change en rectification α la rectification β des cristaux insensibles.

Le fait qu'un dépôt de soufre pulvérulent sur la galène « insensible » accuse la polarité β de cette galène montre que la galène dite sensible est tout autre chose que de la galène insensible revêtue de soufre.

Cette conception née d'un rapprochement illégitime entre les expériences de H. Pélabon sur les détecteurs métalliques et la réaction sensibilisatrice de Florisson paraît donc inacceptable.

61. Comparaison des contacts métal-sulfure de cuivre et métal-galène β .

Les contacts métal-sulfure de cuivre et métal-galène β présentent certains caractères communs et certains caractères opposés.

Caractères communs. — Ce sont les traits généraux des contacts mauvais détecteurs : instabilité des résistances, trainage et hystérésis de conduction, double rectification, influence considérable de la nature du métal associé au semi-conducteur.

De plus il a été constaté que les métaux oxydables Zn, Cd, Al, Mg et les faibles pressions de contact facilitent l'apparition de la rectification α tandis que les métaux nobles Au, Pt et le carbone favorisent la rectification β des faibles amplitudes.

Caractères opposés. — 1° *Le sulfure de cuivre forme avec les métaux oxydables des contacts de résistance beaucoup plus élevée et beaucoup plus stable qu'avec les métaux nobles.*

L'inverse a lieu avec la galène β .

2° *Les métaux donnant une rectification pratiquement utilisable sont avec le sulfure de cuivre les métaux oxydables, avec*

1. Sauf avec Cu, mais ici c'est la substitution de CuS à Cu, qui est, on l'a vu, responsable de l'apparente sensibilisation de la galène.

2. Florisson, *C. R.*, 171 (1920), 106.

la galène β les métaux nobles, comme on pouvait s'y attendre en raison de la prédominance de la rectification α chez le sulfure de cuivre et de la rectification β chez la galène.

3° L'association du sulfure de cuivre à la galène β forme un excellent détecteur dont la rectification aux faibles amplitudes surpasse celle des meilleures galènes sensibles.

=====

TROISIÈME PARTIE

LA THÉORIE PHYSIQUE

CHAPITRE PREMIER

EXPOSÉ CRITIQUE DES THÉORIES

62. Théories de conduction et théories d'émission.

Les théories de la rectification de contact peuvent être rangées en deux groupes : les théories ioniques ou de conduction, et les théories électroniques ou d'émission.

Les unes attribuent la rectification à une modification asymétrique de la *matière* des électrodes au voisinage du point de contact sous l'influence du champ agissant, les autres à l'asymétrie de l'émission électronique des deux électrodes supposées séparées par un intervalle non conducteur mais perméable aux électrons.

Dans les premières, les électrons ne peuvent passer d'une électrode à l'autre que guidés par les éléments matériels du contact (atomes ou ions). Il y a conduction métallique.

Dans les secondes, les électrons extraits de la cathode franchissent l'espace hypothétique qui sépare les électrodes libres de toute attache avec la matière, comme les électrons émis par une cathode incandescente traversent un tube à vide.

Ces deux sortes de théories sont liées à des conceptions très différentes de la résistance au contact dont nous soulignerons l'opposition avant d'aller plus avant.

63. La résistance au contact dans les théories de conduction.

Les auteurs qui traitent de la détection oublient trop souvent qu'indépendamment de toute hypothèse sur la structure microscopique

pique du contact, et sans parler d'ions, ni d'électrons, ni de couche intermédiaire, il existe, en vertu de raisons purement géométriques, une résistance au contact par suite de la convergence des lignes de courant vers le point ou plus exactement la petite surface suivant laquelle se touchent les deux électrodes. C'est la résistance au contact selon Hertz. Cette résistance se présente sous la forme additive $R = R_A + R_B$, R_A étant la partie de la résistance au contact qui correspond au trajet des lignes de courant dans l'électrode A, et R_B ayant même signification pour l'autre électrode. Remarquons que si la résistivité de A est très grande devant la résistivité de B, R_A sera très grand devant R_B et la résistance totale R du contact sera presque entièrement localisée dans A.

La conception géométrique ou hertzienne de la résistance au contact ne pouvait suffire, car d'une part, comme l'a montré Meyer¹, les résistances calculées par les formules de Hertz sont beaucoup trop faibles, d'autre part les variations de la résistance au contact avec l'intensité et le sens du courant (effet cohéreur et effet rectifiant) ne sont pas expliquées. Blanc², dès 1900, attribua à la *structure diluée* des couches de passage des électrodes l'excès des résistances mesurées sur les résistances calculées. Cette hypothèse admissible dans le cas de métaux ne paraît guère applicable à un cristal, puisque les expériences de Lennard-Jones et Dent³ sur NaCl ont mis en évidence une contraction de 5 % du réseau limitée à l'extrême couche superficielle. Plus récemment Holm⁴, Rohmann, Schottky, etc... supposèrent qu'une faible partie seulement de la surface hertzienne de contact participe à la conduction. Selon Holm, la majeure partie de la surface macroscopique de contact serait recouverte d'une pellicule isolante (couche de Rohmann) trouée de petites lacunes de l'ordre de 10^{-9} cm² permettant le passage du courant par une multitude de contacts hertiens microscopiques. Une augmentation de la pression multiplierait le nombre des zones de contact effectif dont la surface totale serait environ 1/40 de la surface hertzienne. Toutes réserves faites sur la nature de la couche de Rohmann, cette hypothèse paraît assez souple

(1) *Annalen der Phys.*, 66 (1898), 760.

(2) *Thèse*.

(3) *Trans. Faraday Soc.*, 24 (1928), 92.

(4) *Zts. f. techn. Phys.*, 6 (1925), 166.

pour convenir à la plupart des corps. Kallmeyer¹ en montrant le rôle capital de la pellicule gazeuse adhérent aux électrodes dans la constitution de certaines résistances de contact lui a apporté une importante confirmation.

Les phénomènes présentés par les cohéreurs dépassent le cadre de la théorie hertzienne, car l'action de la pression électrostatique ne saurait à elle seule en rendre compte. Blanc, dans son beau travail *Résistance au contact. Cohération* met en relief chez les contacts bimétalliques l'analogie des abaisséments de résistance dus au courant et à la force pressante. Il explique la cohération des contacts métalliques par la diffusion moléculaire des couches superficielles au contact.

Cette théorie de la cohération métallique paraît inattaquable, et il n'est pas douteux que les propriétés électriques d'un contact dépendent avant tout de la tendance de ses constituants à diffuser l'un dans l'autre.

Par contre, l'explication donnée par Blanc pour rendre compte de la variation *réversible* de la résistance en fonction du courant nous paraît discutable et dans le chapitre V, où nous examinerons les rapports existant entre cohéreurs et détecteurs, nous serons amenés à proposer une autre interprétation de cette variation réversible.

L'influence du sens du courant sur la grandeur de la résistance au contact, qui est l'objet même de notre étude, sera examinée dans le chapitre consacré aux théories de conduction. Bornons-nous à dire pour l'instant que, d'un côté la très grande intensité du champ électrique au contact, de l'autre le moindre assujettissement des atomes appartenant aux couches limites des électrodes seront généralement invoqués pour expliquer par des oscillations des ions d'avant-garde la rectification d'un courant alternatif.

64. La résistance au contact dans les théories d'émission.

Les émissionnistes ne parlent point volontiers de résistance au contact. La raison en est simple. Pour eux, le contact électriquement parlant n'existe pas. Chaque électrode ne conduit pas le

1. *Ann. der Phys.*, 86 (1928), 547.

courant jusqu'à l'autre; l'une d'elles, la cathode, émet des électrons, l'autre, l'anode, les capte. Ce que nous appelons improprement un contact serait en réalité un intervalle isolant tout à fait comparable au vide d'un tube à deux électrodes. La très faible épaisseur de l'intervalle du « non contact » assurera l'improbabilité d'une collision des électrons avec les molécules d'air. J'ai dit que la cathode émet des électrons; en réalité, cette expression convient ici assez mal, car la cathode étant froide ne cède pas spontanément ses électrons, mais se les laisse arracher sous l'action de champs électriques dont la valeur ne doit pas être inférieure à 10^6 v/cm (décharge autoélectronique de Lilienfeld).

Rien n'empêche dans la conception émissionniste de continuer d'appeler résistance au contact le quotient v/i , mais cette grandeur qui caractérise le flux électronique émis dans le vide intercalaire *n'a plus aucun rapport avec les résistances propres des électrodes.*

A. — LES THÉORIES DE CONDUCTION

65. La théorie de Blanc ¹.

Rapprochant les propriétés des détecteurs de celles des cohéreurs, Blanc explique de la façon suivante la conductibilité asymétrique du contact métal-galène α .

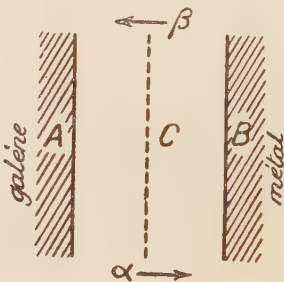


Fig. 68.

Soient AC et CB les couches de passage de la galène et du métal. Supposons fixes les ions de AC; supposons mobiles les

1. *Annales de Physique*, 2 (1924), 434.

ions de CB. Supposons enfin que les couches AC et CB ne diffusent pas sensiblement.

Quand le courant va de la galène au métal, le champ dirigé de A vers B produit dans le voisinage du plan B un tassement des ions positifs de la couche CB. Cette couche diminue d'épaisseur et, contenant un plus grand nombre de corpuscules par unité de volume, devient meilleure conductrice. Au contraire, quand le courant va du métal au cristal, le champ dirigé de B vers A augmente la distance moyenne des molécules de la couche CB. Celle-ci se dilate et par suite augmente de résistance.

Or, puisqu'il n'y a pas diffusion, la résistance R du contact peut être considérée comme la somme $R_{AC} + R_{CB}$ des résistances superficielles de la galène et du métal.

R_{AC} est indépendant de la grandeur et du sens du champ en vertu de l'hypothèse de la fixité des ions galène, et, comme, nous venons de le voir, R_{CB} diminue dans le sens α et augmente dans le sens β , il en sera de même de la résistance R du contact.

Le principe du schéma imaginé par Blanc qui consiste à expliquer la conductibilité asymétrique par la différence de mobilité des ions de surface des deux électrodes paraît excellent par sa généralité et sa souplesse. L'additivité et l'associativité des résistances des couches superficielles sont également questions primordiales auxquelles il semble bien qu'il faille répondre, comme le fait implicitement l'auteur, par l'affirmative pour la plupart des contacts *bons détecteurs*, chez qui la diffusion des deux électrodes est négligeable.

Mais précisément parce que la résistance au contact est la somme des résistances des couches superficielles des deux électrodes, il paraît difficile d'accepter dans le détail l'explication donnée par Blanc.

En effet, considérons par exemple le contact galène α - cuivre. La résistivité du cuivre est $1,54 \cdot 10^{-6}$ ohm-cm. La résistivité de PbS fondu d'après Guinchant est déjà de $300 \cdot 10^{-6}$ ohm-cm, mais il résulte de mes propres mesures que la galène sensible des sans filistes a une résistivité encore bien supérieure ($\rho > 1$ ohm-cm).

Si nous admettons que les résistivités des couches de passage sont entre elles comme les résistivités des corps homogènes, la couche de passage de Cu ne contribuerait donc que pour

1/1.000.000 à la résistance du contact galène-Cu. Même en supposant, contre toute vraisemblance, que lorsque le courant va du métal au cristal, ce millionième puisse croître suffisamment pour produire une augmentation sensible de la résistance totale, il est évidemment impossible, pour un courant de sens inverse de rendre compte de l'effet de diminution de résistance puisque la résistance de CB ne peut tomber au-dessous de zéro¹. A supposer qu'elle devienne égale à zéro, cela n'entraînerait pour la résistance au contact qu'une diminution de 1/1.000.000 alors que les abaissements observés sont de 99/100.

J'ai admis que les résistivités des couches de passage étaient sensiblement dans le même rapport que les résistivités des corps homogènes. Cette hypothèse semble assez naturelle, mais comme nous ignorons tout de la constitution des couches superficielles, on pourrait soutenir que la résistivité de la couche de passage de Cu est aussi grande ou même plus grande que celle de la galène.

L'expérience décrite § 84 montre qu'il n'en est rien. Conformément aux principes hertiens, la contribution du cuivre à la résistance du contact galène-cuivre est tout à fait négligeable, même si l'on tient compte de l'acuité de l'électrode métallique. *C'est donc dans la galène et non dans le métal qu'il faut localiser le mécanisme de la rectification.*

66. La théorie de James ².

Diverses expériences sur les propriétés électriques du contact métal-sulfure de plomb conduisent A. C. James à considérer ce corps comme un conducteur mixte à faible conductibilité ionique. Celle-ci serait d'ailleurs due uniquement au cation Pb^{++} , seul capable de se déplacer sous l'influence du champ à travers les intervalles de la charpente fixe des ions S^{--} .

Moyennant cette hypothèse, la conductibilité asymétrique s'expliquerait de la façon suivante :

1. Il s'agit en effet de la résistance ordinaire $R = \frac{V}{I}$ et non de la résistance différentielle $\frac{dV}{dI}$.

2. *Philos. Mag.*, 49 (1925), 681.

Lorsque la pointe est négative les ions Pb^{++} forment des chaînes qui convergent vers elle, et on a un contact pointe-Pb de faible résistance. Lorsque la pointe est positive les ions Pb^{++} s'en éloignent, et on a un contact pointe-soufre de grande résistance.

Il suffit d'ailleurs de très faibles déplacements des ions Pb superficiels pour produire des variations considérables de la résistance du contact, en sorte que l'absence d'inertie des détecteurs jusqu'à des fréquences supérieures à 10^6 sec^{-1} est parfaitement compatible avec une telle théorie de la conductibilité asymétrique.

Le mécanisme imaginé par James semble présenter sur le précédent deux avantages :

a) Attribuant le rôle actif à la galène, il échappe à l'objection principale que nous avons faite au schéma moléculaire de Blanc.

b) James explique la baisse de résistance du contact dans le sens α par une *soudure temporaire* des ions de la galène avec la pointe. Cette image semble à la fois plus simple et plus naturelle que le tassement des ions métal invoqué par Blanc. Nous la reprendrons Chapitre V en l'affranchissant de son caractère électrolytique en vue d'établir des rapports simples entre cohéreurs et détecteurs.

Nous formulerons contre la théorie de James trois critiques principales :

1° La première est que l'existence d'une conductibilité ionique chez PbS a été niée jusqu'ici par les Physiciens spécialisés dans l'étude de la conductibilité cristalline. De plus, contre le principe même de la théorie électrolytique, s'élèvent les objections qu'on trouvera exposées § 94.

A cet égard, les *principes généraux* de la théorie de Blanc paraissent bien préférables, car cet auteur, loin de lier comme le fait James la rectification à l'existence des *ions statiques propres aux combinaisons hétéropolaires*, fait intervenir simplement les *mouvements des ions occasionnels résultant du mécanisme de la conductibilité métallique*.

2° Il ne semble pas que James ait fait une distinction suffisamment nette entre la conduction de contact, qui même pour un courant continu est essentiellement superficielle, et la conduction

tout court. De ses expériences sur le contact métal-PbS James tire sans cesse quant à la conductibilité de PbS des conclusions qui, en réalité, doivent être restreintes à sa *conductibilité superficielle*. Or, il est très important de souligner que, conformément aux vues de Blanc, les ions ou atomes superficiels peuvent sous l'action du champ exécuter des mouvements dont sont incapables les ions de volume, d'une part, parce qu'ils sont plus libres que ces derniers en raison du manque de certains éléments de symétrie, d'autre part, parce que le champ au contact est certainement énorme par rapport au champ à l'intérieur des électrodes. Si nous admettons avec Blanc que la résistance au contact est localisée dans une couche superficielle de 50 $\mu\mu$, nous voyons que pour une différence de potentiel de 1 volt le champ superficiel est de l'ordre de 10^5 v/cm. Or, pour une densité de courant de 1 amp/cm², densité pourtant considérable en matière de conduction cristalline volumique, le champ dans une galène sensible est seulement de 1 volt/cm. Il est donc légitime de supposer que sous l'influence de champs 10^5 fois plus grands, les ions de surface peuvent se comporter différemment des autres.

3° La théorie n'explique pas la rectification des cristaux dont le sens de détection est inverse de celui de la galène (sens β).

67. La théorie de Regler (F.) ¹.

Selon Regler (F.), le fonctionnement des bons contacts détecteurs (métal-cristal ou cristal-cristal) doit être attribué à l'*électrostriction*.

Si, par exemple, suivant un axe bon conducteur, le champ électrique produit, dans un sens donné, une dilatation du cristal, le contact entre les micro-cristaux constituants devient meilleur, et par suite la résistance au contact est abaissée. Pour un champ de sens contraire il y a striction, le contact entre les micro-cristaux devient moins bon, la résistance du contact augmente.

Si l'on considère de plus qu'un cristal ne conduit pas le courant de la même façon suivant ses différents axes, on s'expliquera que le sens de la rectification puisse changer avec l'orientation du

1. *Phys. Zts.*, 29 (1928), 429.

cristal. En effet, appliquons maintenant la tension à un axe mauvais conducteur que nous supposerons perpendiculaire à un axe de bonne conduction. Malgré la dilatation produite par le champ, il ne passe maintenant qu'un faible courant en raison de la grande résistance présentée par le cristal dans cette direction. Pour un champ de sens opposé, il y a striction ce qui diminue encore davantage la conductibilité dans la direction de mauvaise conduction; mais, corrélativement, il se produit dans la direction perpendiculaire une dilatation qui diminue la résistance suivant l'axe de bonne conduction, et ce dernier effet pourra malgré l'allongement de parcours des lignes de courant, permettre le passage d'une plus grande intensité.

L'auteur après avoir exposé sa théorie montre qu'elle rend compte de diverses propriétés des détecteurs et en particulier de celles observées par Reiszus et Strachan.

La disparition de la rectification aux tensions élevées correspondrait à des déformations des microcristaux au delà de leur limite d'élasticité. De telles déformations feraient d'ailleurs apparaître dans le cristal des ions libres qui entraîneraient souvent une inversion du courant rectifié. L'effet sensibilisateur de certaines impuretés proviendrait de leur cristallisation dans les lacunes de la combinaison principale, ce remplissage favorisant l'amélioration du contact entre microcristaux par le champ électrique. L'effet sensibilisateur d'un échauffement modéré ou d'une tension continue auxiliaire proviendrait d'une dilatation thermique ou piézoélectrique exerçant la même action favorable. L'électrostriction expliquerait également l'entretien d'oscillations par un contact à résistance négative et le phénomène du cristal chantant qui, il convient de le rappeler à l'auteur, a été découvert non en 1927 par Frau Dr Seidl, mais en 1914 par Godin¹, M^{lle} Collet ayant montré *la première* en 1920 la possibilité de reproduire la parole à l'aide du contact galène-métal².

La théorie piézoélectrique de Regler constitue un effort louable pour ramener les phénomènes de détection à des propriétés déjà connues des cristaux, mais les faits invoqués par l'auteur pour justifier son hypothèse paraissent des plus insuffisants.

1. *T. S. F.*, n° 4, avril 1914.

2. *C. R.* (1920), t. CLXX, p. 1378.

La seule base expérimentale¹ de la théorie est dans les phénomènes de vibration que présentent les contacts détecteurs sous l'effet d'un courant alternatif.

Or, il résulte des travaux de Dongier et Brazier² et de M^{lle} Collet que ces phénomènes, également présentés par les cristaux sensibles et non sensibles, sont en général tout à fait indépendants des propriétés détectrices.

D'autre part, il n'est nullement prouvé que les phénomènes vibratoires présentés par les contacts rectifiants ou non rectifiants soient dus à l'électrostriction. Le fait que la fréquence de vibration est double de la fréquence du champ paraît même tout à fait contraire à cette hypothèse.

M^{lle} Collet explique ces vibrations par des dilatations périodiques dues à l'échauffement du contact par le courant alternatif. Comme le phénomène persiste aux fréquences élevées, il semble qu'une théorie électrostatique (effet Johnsen et Rahbeck) assimilant le contact à un condensateur chantant serait plus vraisemblable. La grande valeur du champ électrique au contact, l'effet favorable d'électrodes de large surface, enfin les vibrations auto-entretenues observées par Waszik³ sur les contacts métalliques donnent corps à cette hypothèse.

Nous concluons donc, qu'en l'absence de faits précis en faveur de la théorie piézoélectrique, l'électrostriction paraît être une propriété cristallographique beaucoup trop spéciale pour que les phénomènes rectifiants et vibratoires des cristaux puissent lui être attribués.

68. La théorie de Strachan⁴.

Strachan, qui a étudié la rectification en H.F. de plus de cent substances différentes dans un montage de réception radiotéléphonique, insiste sur le caractère superficiel du phénomène et sur la différence de comportement des « contacts fermes » et des « contacts lâches ». Il classe par ordre de conductivité décroissante les corps qu'il a étudiés sous les chefs suivants :

1. Regler, *Phys. Zeits.*, 31 (1930), 168.

2. *C. R.* (1913), t. 157, p. 587.

3. *Onde Électrique*, 3 (1924), 535.

4. *The Wireless World and Radio-Review* (Mai 1924).

- a) corps à conduction métallique,
- b) corps rectifiants,
- c) corps à conductibilité électrolytique,
- d) corps isolants.

Les propriétés rectifiantes des substances trop conductrices ne se manifestent pas, en raison de la difficulté d'obtenir avec ces substances un mauvais contact. De même les substances très peu conductrices sont impropres à la rectification à moins d'être employées en couches minces ou à haute température.

Les molécules du contact imparfait d'un cristal rectifiant se comporteraient comme les molécules d'un corps bon conducteur pour une alternance, et comme les molécules d'un corps diélectrique pour l'autre alternance.

A titre d'hypothèse de travail, l'auteur propose une image de la conduction de contact calquée sur la théorie du ferromagnétisme d'Ewing. Le cristal serait formé de molécules polarisées. Les molécules superficielles d'un contact imparfait seraient douées de mobilité et, sous certaines conditions, capables de se retourner lors du renversement de la tension appliquée. La structure du cristal et sa composition chimique donneraient aux axes des molécules superficielles une orientation définie qui déterminerait le sens de bonne conduction du contact. La non conduction, qu'on observe pour une tension de sens opposé, proviendrait « de l'hystérésis ou retard du changement dans la polarité des axes de conductivité dus au mouvement moléculaire, la fréquence des oscillations électriques étant d'un ordre de grandeur beaucoup plus élevé que la fréquence de vibration des molécules ». Il y aurait « une répugnance du mouvement moléculaire à obéir à la tendance du renversement des axes de conductivité ».

L'auteur voit une confirmation de sa théorie dans le fait que le relevé des caractéristiques en régime permanent dénote fréquemment l'hystérésis.

L'analogie proposée par Strachan est intéressante dans son principe, mais ne paraît guère acceptable sous la forme que lui a donnée son auteur, car :

1° L'hypothèse d'une orientation préétablie des molécules fixant le sens de bonne conduction est en contradiction avec le fait que

l'asymétrie de la conductibilité, *loin de préexister au passage du courant*, est créée, tant dans un sens que dans l'autre, par la tension appliquée au contact, et ne commence à se manifester que pour des valeurs suffisamment élevées du champ électrique. Seule peut donc être retenue l'idée de molécules *capables* de s'orienter plus facilement dans une direction donnée *sous l'influence* du champ.

2^o Est-ce l'hystérésis ou le traînage ou les deux ensemble que l'auteur invoque pour expliquer les « dielectric conditions », c'est-à-dire l'effet haute résistance? L'expression « hysteresis or lag » laisse quelque doute à cet égard. Il semble toutefois que Strachan ait pensé surtout au *traînage*, puisqu'il justifie l'inertie des molécules vis-à-vis du champ en supposant que la fréquence des oscillations électriques est beaucoup plus grande que la fréquence de vibration des molécules. Or, l'effet haute résistance existe non seulement en H. F., mais encore en B. F. et même en régime permanent, où les molécules disposent cependant d'un temps illimité pour se retourner. L'effet soupape serait donc, d'après Strachan, le propre¹ de la H. F. et devrait disparaître en régime permanent. Il n'en est rien, et l'on sait que, tout au contraire, beaucoup de substances, qui présentent une conduction unipolaire en régime permanent, sont incapables de rectifier un courant alternatif rapidement variable.

L'hypothèse d'une *hystérésis* maintenant les molécules dans l'orientation « bonne conduction » lors du renversement du champ ne saurait davantage expliquer l'effet haute résistance, *puisque ce phénomène existe chez un contact vierge*.

De la partie théorique du mémoire de Strachan, il semble donc qu'il faille surtout retenir la classification des corps d'après leur degré de conductivité et *l'image des bipôles moléculaires orientables* qu'il y a lieu de rapprocher de l'ancienne théorie de la conductibilité métallique de J. J. Thomson.

1. Cf. p. 247 : « All the evidence obtained... ».

B. — LES THÉORIES D'ÉMISSION

69. La théorie de Schottky ¹.

Contrairement à la majorité des théories de la rectification de contact, la théorie de Schottky est une vaste synthèse dont l'intérêt dépasse de beaucoup celui qui s'attache au problème de la détection. Décharge électronique à froid, effet de pointe, écarts à la loi de Richardson pour les champs élevés, effet détecteur et effet microphone, sont successivement envisagés par l'auteur de ce très beau mémoire. Je résumerai seulement ici la théorie de la détection.

Schottky suppose que les contacts détecteurs diffèrent des contacts microphoniques en ce que les deux électrodes y sont séparées par une couche isolante « conservatrice de distance » dont l'épaisseur est de quelques distances atomiques.

Pour les métaux, cette couche, conformément aux expériences de Goddard ², serait formée d'oxygène ou d'oxyde. Chez les semi-conducteurs comme PbS ce rôle incomberait au métalloïde isolant qui constituerait la limite extérieure de la surface.

La résistance au contact, qui, chez les microphones est faite de la matière des électrodes, résulte ici *de la couche isolante intermédiaire que les électrons ne peuvent traverser que par le mécanisme de l'émission cathodique froide*.

Cette émission exige que les champs naturels énormes, qui retiennent les électrons dans les conducteurs, soient vaincus par des champs extérieurs du même ordre (10^7 à 10^8 v/cm). Dans le cas d'un contact, de tels champs s'obtiennent d'ailleurs aisément à l'aide de différences de potentiel de l'ordre du volt en raison de la proximité des électrodes.

La dissymétrie de la conductibilité du contact résulterait de la valeur différente pour chaque électrode du travail de sortie d'un électron.

S'il faut un travail plus grand pour faire passer dans la couche intermédiaire 3 un électron de 1 qu'un électron de 2, le flux élec-

1. *Z. f. Phys.*, 14 (1923), 63.

2. *Phys. Rev.*, 34 (1912), 423.

tronique sera plus grand de 2 vers 1 que de 1 vers 2. Il pourra même arriver que le champ appliqué soit capable d'extraire des électrons de 2 mais non de 1, auquel cas le courant passera de 1 vers 2 mais non de 2 vers 1 (effet soupape).

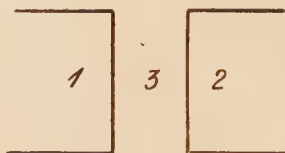


Fig. 69.

Schottky admet que l'énergie libre totale des électrons dans les deux conducteurs, supposés en équilibre thermique, est la même, c'est pourquoi il faudra en l'absence de force électromotrice extérieure représenter conformément à la figure 70 le niveau d'énergie AB des électrons d'égale hauteur dans les deux électrodes. Les courbes $B_1 C_1$ et $B_2 C_2$ nous donnent pour chaque électrode la variation de la fonction travail selon la distance x de l'électron sortant à la surface de l'électrode dont il est issu.

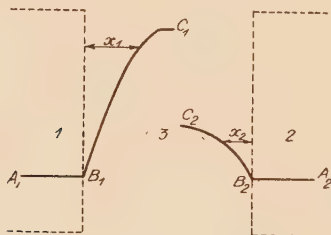


Fig. 70.

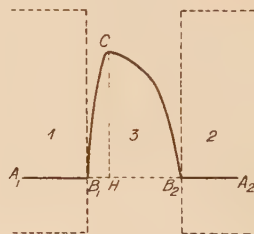


Fig. 71.

Sur la figure 70 l'électrode 1 se distingue de 2, d'une part par une plus grande valeur du travail de sortie (« bord » $B_1 C_1$ plus haut), d'autre part par un gradient plus élevé de la fonction travail (« bord » $B_1 C_1$ plus abrupt).

Si, comme c'est le cas de la figure 70, les électrodes sont assez éloignées l'une de l'autre pour que leur influence mutuelle soit négligeable, $B_1 C_1$ ne dépend que de 1 et $B_2 C_2$ ne dépend que de 2.

Diminuons maintenant l'épaisseur de la couche isolante 3 de façon à la réduire à quelques distances atomiques. Schottky admet que les branches $B_1 C_1$ et $B_2 C_2$ des courbes représentatives de la

fonction travail se soudent suivant le schéma de la figure 71, la branche $B_1 C$ conservant une pente plus abrupte que $B_2 C$.

Ainsi, en l'absence de f. e. m. extérieure, les seuils de potentiel $B_1 C$ et $B_2 C$ empêchent aussi bien dans le sens $1 \rightarrow 2$ que dans le sens $2 \rightarrow 1$ le passage d'électrons d'une électrode à l'autre, car, les conducteurs 1 et 2 étant froids, l'énergie cinétique de leurs électrons est beaucoup trop faible pour leur permettre de franchir la couche intermédiaire 3.

Supposons maintenant qu'on applique entre 1 et 2 une différence de potentiel extérieure croissante. Tant que la valeur de cette différence de potentiel reste faible devant HC, rien n'est changé et il ne passe d'électrons ni dans un sens ni dans l'autre. A mesure que la différence de potentiel extérieure croît, les seuils de potentiel qui empêchaient les électrons de quitter la cathode vont en diminuant, mais en raison de la plus grande déclivité de $B_1 C$, la différence de potentiel supprime déjà le seuil de potentiel de 2 quand une différence de potentiel égale et opposée laisse subsister un seuil appréciable pour 1. C'est ainsi que dans le cas de la figure 72, les électrons passeront facilement de 2 vers 1 mais non de 1 vers 2.

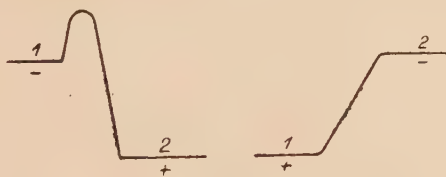


Fig. 72.

Enfin, pour une différence de potentiel suffisamment élevée, il n'y a plus de seuil de potentiel ni pour 1, ni pour 2, et le courant passe également bien dans les deux sens.

La conductibilité asymétrique, sa disparition aux tensions trop faibles ou trop élevées, sont donc conséquences immédiates de la théorie qui vient d'être exposée.

On voit de plus que le principe même de la théorie implique l'existence d'une tension seuil V_0 au-dessous de laquelle le contact, doué d'une résistance infinie dans les deux sens, ne laisse passer aucun courant.

Il est donc essentiel de connaître, pour un conducteur donné, le champ extérieur minimum qui est nécessaire pour lui arracher à froid des électrons.

Considérant le cas simple d'un métal dans le vide, Schottky calcule par deux méthodes le champ seuil d'extraction à froid et il aboutit aux formules :

$$(1) \quad E_m = \frac{3\varepsilon}{4b^2} \qquad (2) \quad E_m = \frac{\varepsilon}{4x_0^2}$$

où ε désigne la charge de l'électron, b la distance entre deux atomes voisins du métal et x_0 la distance critique de Debye.

L'auteur est conduit aux formules (2) en appliquant au tracé de la courbe BC la théorie des images électriques dont il complète par une ingénieuse extrapolation les données aux faibles distances (Nahewirkungssphäre).

Il résulte des égalités (1) et (2) que les conducteurs cédant le plus facilement leurs électrons seraient ceux dont les atomes sont le plus écartés et dont le travail de sortie est le moindre.

Malheureusement, dans le cas d'un corps composé, la signification de b n'est plus simple et d'autre part nous ignorons complètement la valeur de W pour les semi-conducteurs utilisés en détection, cette grandeur n'étant connue avec certitude que pour quelques métaux et pour les oxydes qui servent à la fabrication des cathodes de Wehnelt.

Remarquons d'ailleurs que le travail de sortie dans un contact doit être fort différent du travail de sortie dans le vide, d'une part en raison du champ « naturel » créé par l'anode dans la couche intermédiaire, d'autre part en raison de la perturbation des impuretés superficielles des électrodes, en particulier des pellicules de gaz condensés dont Rohmann et Kallmeyer ont montré le rôle.

Quoique ce soit la différence de potentiel cathode-couche intermédiaire, qui régit le départ des électrons, et non la différence de potentiel au contact des deux électrodes, il semble bien que cette dernière grandeur doive, dans la théorie de Schottky, être en relation avec le sens et l'intensité de la rectification. Mais, là encore, l'absence de données expérimentales sur la valeur de la différence de potentiel au contact chez les différents couples détec-

teurs, empêche tout contrôle. Toutefois, le fait qu'il existe chez les contacts bons détecteurs un rapport *assez* constant entre le sens du courant rectifié et celui du courant thermoélectrique¹ semble peu favorable à l'idée d'une connexion entre différence de potentiel au contact et sens du courant rectifié, puisqu'on sait par ailleurs qu'il n'existe aucune relation de sens ni de grandeur entre les *différences de potentiel apparentes au contact* et les *forces électromotrices au contact*.

Pour des raisons qui seront formulées plus bas, nous ne croyons pas que les détecteurs usuels puissent s'accommoder d'une théorie *purement électronique* semblable à celle qui vient d'être exposée. Reconnaissons cependant que, tant par le nombre des faits qu'elle relie que par la solidité du raisonnement, la théorie de Schottky constitue une des expressions à la fois les plus sérieuses et les plus séduisantes de l'hypothèse émissionniste.

70. La théorie de Pélabon².

Considérons un contact, au sens émissionniste, c'est-à-dire un système formé de deux électrodes 1 et 2, séparées par une couche isolante 3 de très faible épaisseur. Soient S , la surface de « contact », e la distance des électrodes, V la différence de potentiel extérieure appliquée.

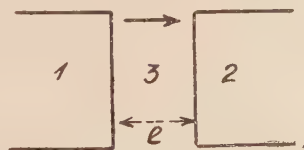


Fig. 73.

D'après Pélabon, le courant qui traverse le contact dans le sens $1 \rightarrow 2$ est proportionnel :

1° A la charge électrique de la surface de la cathode $\frac{SV}{4\pi e}$.

2° Au champ $\frac{V}{e}$ qui règne à la surface de la cathode.

1. Ces deux sens sont *généralement* opposés, ce qui exclut une explication thermoélectrique de la rectification.

2. *Onde Électrique*, 8 (1929), 160.

3° A la densité électronique de la cathode (nombre d'électrons de conduction par unité de volume) qui d'après l'auteur serait proportionnelle à sa conductivité C_2 .

Si nous désignons par α un coefficient de proportionnalité, l'intensité du courant dans le contact sera :

$$j = \frac{\alpha S V^2 C_2}{4\pi e^2}$$

et l'intensité dans le circuit total :

$$i_1 = \frac{V}{R} + \frac{\alpha S V^2 C_2}{4\pi e^2}$$

c'est-à-dire de la forme :

$$i_1 = a C_2 V^2 + b |V| \quad (1)$$

Si l'on inverse la différence de potentiel appliquée, l'électrode 1 devient cathode et l'on a :

$$i_2 = a C_1 V^2 + b |V| \quad (2)$$

En raison de la *différence des conductivités* C_1 et C_2 des deux électrodes, il y a *conductibilité asymétrique*, et si l'on applique au contact une tension alternative $V_0 \sin \omega t$, il y aura *rectification*. Cette rectification subsistera d'ailleurs, même si les deux électrodes sont de même nature ($C_1 = C_2$), à la condition de superposer à la tension alternative une tension continue convenablement choisie :

Remarquons que si nous formons le quotient $r = \frac{V}{j}$ la résistance r du contact devient infinie quand V tend vers 0. Pareille remarque avait été faite à propos de la théorie de Schottky.

C'est le propre des théories émissionnistes pures.

Considérée *en soi*, la théorie de Pélabon semble prêter aux critiques suivantes :

a) Les hypothèses 1° et 2° sont cohérentes, mais la troisième, arrivant après les deux premières, semble arbitraire. J'entends bien que pour remplacer les charges libres qui quittent la cathode sous l'effet de la pression électrostatique, il faut des électrons « poursuivants » et que ceux-ci seront fournis d'autant plus facilement par la cathode qu'elle est plus riche en électrons

de conduction, mais étant donné la petitesse du courant émis, et l'énormité des charges neutralisées contenues dans un conducteur, même médiocre, vis-à-vis de sa charge libre, ce souci paraît aussi injustifié que celui d'avoir dans une lampe valve un filament assez bon conducteur pour pouvoir remplacer les électrons émis par effet thermionique. De même, dans un éclateur, on ne s'inquiète pas de la résistance des électrodes, l'intensité du courant étant entièrement déterminée par la conductibilité de l'intervalle ionisé.

b) Inversement, si on admet que les électrons arrachés à la cathode ne sont pas des électrons *appartenant à sa charge électrostatique libre*, mais des électrons d'agitation thermique, les hypothèses 2° et 3° sont cohérentes mais l'hypothèse 1° devient superflue.

En effet, le courant extrait dépendra :

1° de la densité du brouillard électronique superficiel d'agitation thermique, densité que Pélabon admet proportionnelle à la conductivité;

2° du champ électrique régnant à la surface de la cathode. Mais l'hypothèse du 1° concernant la charge libre n'aura plus sa raison d'être, car dans l'hypothèse 2° on a déjà tenu compte *invocitement* de l'influence de la charge libre *créatrice du champ* régnant à la surface de la cathode, et par ailleurs, il n'y a rien de commun entre la charge électrostatique d'un conducteur et le brouillard électronique superficiel d'agitation thermique mis en cause par l'auteur.

c) L'auteur paraît identifier à tort la densité électronique d'un conducteur (nombre d'électrons de conduction par unité de volume) avec sa conductivité. Rappelons que la conductivité dépendant à la fois de la densité électronique et du libre parcours moyen ne nous fournit aucune indication sur la richesse ou la pauvreté d'un conducteur en électrons libres. Un corps peut être *très riche en électrons libres et très mauvais conducteur* si le libre parcours moyen est faible.

C'est le *pouvoir thermoélectrique et non la conductivité* qui, d'après la théorie classique, nous renseignerait sur le nombre d'électrons libres existant chez les corps doués de la conductibilité métallique.

A cet égard, il est curieux de remarquer qu'étant donné le sens ordinaire du courant thermoélectrique chez les contacts galène α -métal et pyrite β -métal, la galène à l'inverse de la pyrite doit être considérée comme plus riche¹ en électrons libres que le métal. Or, le sens du courant rectifié par ces contacts est tel, que dans les deux cas *c'est le corps le plus pauvre en électrons qui cède le plus d'électrons à l'électrode adverse.*

d) Calculant le courant rectifié dans le cas où une tension continue V est superposée à la tension alternative $V_0 \sin \omega t$, Pélabon applique la formule (1) pendant une demi-période et la formule (2) pendant l'autre demi-période.

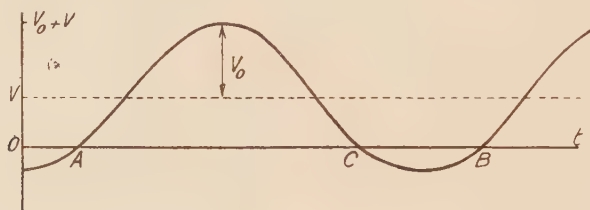


Fig. 74.

Or, il est évident qu'en raison de la tension continue V supposée dirigée, par exemple, de 1 vers 2, le courant ne passe plus dans chaque sens pendant des temps égaux (fig. 74). La période T est divisée en deux parties inégales AC et CB . Le courant passe de 1 à 2 pendant $AC > \frac{T}{2}$ alors qu'il passe de 2 à 1 pendant $CB < \frac{T}{2}$,

le rapport des durées AC et CB étant déterminé par $\arcsin \frac{V}{V_0}$.

Pour ces raisons, la formule finale trouvée par l'auteur p. 166 :

$$I = \frac{\alpha S}{4\pi e^2} \left[\frac{V_0^2}{2} (C - C') - \frac{2VV_0}{\pi} (C + C') \right] - aC'V^2 - bV$$

est inexacte. En rectifiant comme il vient d'être dit les limites d'intégration, c'est-à-dire en appliquant la formule (1) pendant AC et la formule (2) pendant CB on trouve pour le courant moyen l'expression plus compliquée :

1. En supposant qu'on puisse appliquer la théorie classique aux semi-conducteurs.

$$\begin{aligned}
 I = & a \frac{V_o^2}{2} \left[(C - C') - (C + C') \frac{2\varphi - \sin 2\varphi}{\pi} \right] \\
 & + a \frac{V^2}{2} \left[(C - C') - (C + C') \frac{2\varphi}{\pi} \right] \\
 & - a V V_o (C + C') \times \frac{2}{\pi} \cos \varphi - b V \\
 & \text{avec } \varphi = \arcsin \frac{V}{V_o} \quad \text{et } V \leq V_o
 \end{aligned}$$

Si nous considérons maintenant la théorie de Pélabon *dans ses rapports avec les faits*, il apparaît que l'auteur ne tient pas compte de l'ensemble des travaux poursuivis depuis dix ans en Allemagne et en Amérique sur *l'émission cathodique froide*, en particulier des recherches de Rother et de Hoffmann, qui ont étudié la *décharge autoélectronique de Lilienfeld* pour des distances de 10^{-6} à 10^{-5} cm.

Dé ces recherches il résulte :

1° que l'émission électronique à froid, ainsi d'ailleurs que l'émission à chaud, *ne dépend nullement*, comme le suppose Pélabon, *de la conductivité de la cathode, mais du travail de sortie* (voir théorie de Schottky);

2° que la loi d'émission qui lie le courant extrait à la tension est une *loi exponentielle* et non une *loi parabolique*.

3° que l'émission commence seulement de se produire pour des *champs-seuils* de l'ordre de 10^6 V/cm.

Nous concluons donc que *l'explication de la rectification de contact par la différence de conductibilité des deux électrodes paraît être une hypothèse très difficilement acceptable en raison de son caractère arbitraire. Au surplus, la théorie est infirmée par la moitié des contacts détecteurs, chez qui le courant rectifié va de l'électrode la moins résistante vers l'électrode la plus résistante (ex. : pyrite-métal, zincite-métal, cassitérite-métal, etc...)* :

Les critiques précédentes, il convient de le souligner, concernent uniquement la théorie électronique de Pélabon. Rappelons que ce physicien, qui est l'auteur de très nombreuses et très remarquables expériences sur les détecteurs bi-métalliques, a établi le premier qu'en stabilisant la détection d'un contact métal-métal par un dispositif approprié on pouvait, contrairement à l'opinion reçue,

obtenir des résultats pratiques aussi satisfaisants qu'avec les cristaux détecteurs les plus sensibles.

71. La théorie ¹ de Stranski ².

L'auteur trouve que les théories antérieures n'ont pas attaché une importance suffisante à la structure chimique des corps détecteurs, qui, pour la plupart, sont des combinaisons de *métaux lourds* avec des *métalloïdes de la famille de l'oxygène*.

Il explique les propriétés rectifiantes de tels composés par le passage de leurs molécules de l'état hétéropolaire à l'état homopolaire.

Une molécule hétéropolaire formée d'un anion et d'un cation situés à une distance r est en équilibre stable pour la valeur r_0 de r qui correspond au minimum de l'énergie potentielle du système. Celle-ci consiste dans le travail des forces de répulsion inversement proportionnelles à une puissance élevée de r , diminué du travail des forces électriques de Coulomb.

Si, sous une influence extérieure, mécanique ou électrique, la molécule est déformée, r devient différent de r_0 , l'énergie potentielle s'écarte de sa valeur minima, et il peut arriver dans ces conditions qu'un état homopolaire de la molécule corresponde à une énergie potentielle plus petite. En ce cas, il y aura transformation de la molécule hétéropolaire en molécule homopolaire, ou même, dans certains cas, passage à un état plus pauvre en électrons, c'est-à-dire émission électronique.

L'émission électronique se produit à haute température chez les oxydes alcalins et alcalino-terreux, où par suite de l'agitation thermique la distance r diminue au point que l'anion perd une partie de ses électrons en raison de la répulsion sur eux exercée par la couronne électronique du cation.

Par contre, chez les oxydes, sulfures, etc... des *métaux lourds*, où cette répulsion est moindre, on doit s'attendre, lors d'une déformation, au passage de la molécule hétéropolaire à l'état homopolaire plutôt qu'à une émission d'électrons.

1. Bien que cette théorie ne soit pas à proprement parler une théorie d'émission, nous la rattacherons aux théories d'émission en raison de son caractère électronique.

2. *Zeits. f. phys. Chem.*, 13 (1924), 131.

Voyons maintenant comment Stranski explique la rectification par la transformation d'une molécule hétéropolaire en molécule homopolaire sous l'effet d'un champ électrique alternatif, et, pour fixer les idées, au lieu d'une molécule indéterminée, considérons le cas de PbS. Représentons pour simplifier une molécule unique et supposons d'abord que la pointe touche seulement les ions Pb^{++} (fig. 75,1)

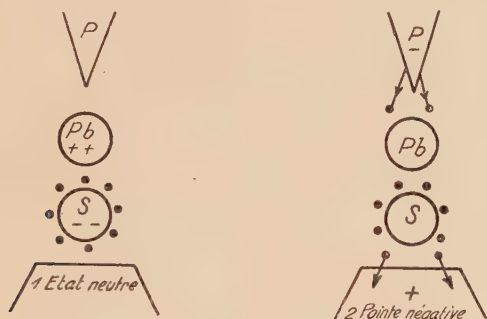


Fig. 75.

Quand la pointe est positive, *il ne passe aucun courant de conduction* à travers le système, puisque Pb a cédé à S ses deux électrons de valence, et que la couronne électronique de S ne comporte aucune place vacante. Seul, peut exister en régime variable, un *courant de déplacement*, dont l'intensité est d'ailleurs négligeable sauf aux très hautes fréquences.

Quand la pointe est négative (fig. 75,2), elle neutralise le cation Pb^{++} en lui cédant deux électrons, tandis que l'anion S^{--} passe également à l'état neutre en cédant deux électrons à l'anode. *Deux électrons ont donc été transportés d'une électrode à l'autre grâce à la transformation de la molécule hétéropolaire en molécule homopolaire.*

Si nous supprimons le champ appliqué, la molécule repasse spontanément à l'état hétéropolaire, car l'atome neutre de Pb cède ses deux électrons de valence à l'atome neutre de S et le système est régénéré.

On voit donc que lorsque la pointe touche principalement les cations Pb^{++} , le courant passe surtout dans le sens cristal-pointe. Il y a effet rectifiant.

Si nous supposons maintenant que la pointe touche les ions S le même raisonnement s'applique, mais le courant rectifié va de la pointe au cristal. Enfin, si la pointe touche également des ions des deux sortes, on aura une rectification médiocre ou nulle. L'auteur montre ensuite que sa théorie permet de retrouver l'allure générale de la courbe $j = f(V)$ et qu'elle rend compte de divers faits d'expérience, en particulier de l'inversion du courant rectifié que produisent parfois une augmentation de la pression de contact ou le passage d'un courant continu.

La théorie de Stranski constitue une très ingénieuse application des idées modernes sur la structure de la matière au problème de la détection cristalline, mais le mécanisme électronique proposé par l'auteur est beaucoup trop particulier pour servir de base à une théorie d'ensemble de la rectification de contact. Ce mécanisme n'en doit pas moins être retenu à titre d'hypothèse d'avant-garde montrant la possibilité de concevoir l'existence d'une conductibilité métallique chez des combinaisons hétéropolaires.

C. — AUTRES THÉORIES

72. — M^{lle} Collet¹ suppose que des centres électropositifs liés à des atomes de soufre en excès se trouvent dans la couche superficielle de la galène (pareille hypothèse a été récemment développée, d'ailleurs dans un sens différent, par C. Wagner). Les électrons de la pointe métallique faisant vis-à-vis à ces centres électropositifs formeraient une couche double de condensateurs moléculaires. Le champ existant à l'intérieur de cette couche double empêcherait les électrons d'aller de la galène à la pointe et favoriserait au contraire leur passage de la pointe vers la galène, d'où la conductibilité unipolaire. Comme la plupart des auteurs qui ont fait une étude expérimentale approfondie des cristaux détecteurs, M^{lle} Collet affirme que *l'expérience ne permet pas de conclure à une théorie purement électronique de la sensibilité*.

W. Kramer² voit dans ses expériences sur le contact agate-métal une confirmation de la théorie émissionniste de Schottky. Les

1. *Loc. cit.*,
Z. f. Phys., 27 (1924), 74.

champs intenses nécessaires à l'arrachement des électrons de l'électrode métal exigeraient que celle-ci soit associée à une électrode très peu conductrice. Pratiquement, seuls des conducteurs ioniques auraient des résistivités de l'ordre de grandeur requis. L'influence favorable des rugosités du métal s'expliquerait par une élévation locale du champ électrique.

O. Grondahl¹, inventeur du redresseur à oxyde de cuivre, suppose que la couche de cuivre mère joue le rôle du filament chaud d'un diode, et que la charge spatiale élevée qui existe dans l'oxyde au voisinage du cuivre, empêche le passage d'électrons de l'oxyde vers le cuivre.

L'hypothèse d'une analogie entre le fonctionnement d'un redresseur à contact et d'une valve thermoionique a été également formulée par W. Ogawa² à la suite d'expériences où cet auteur a étudié l'émission à froid dans le vide de diverses substances détectrices.

G. Reizaus³ observe sur des monocristaux de galène que le courant rectifié s'inverse lorsque la pointe touche une fissure naturelle ou artificielle du cristal. Il interprète ce résultat en supposant que les angles des petits cristaux cubiques, qui limitent intérieurement la fissure, jouent le rôle de pointes vis-à-vis du chercheur. A l'appui de cette interprétation, il constate que le contact, formé d'une plaque métallique polie sur laquelle est appliqué l'angle d'un cristal cubique de galène, fournit également un courant rectifié de sens opposé au sens normal. De ces observations, Reizaus conclut que *dans un détecteur à cristal les électrons vont du cristal au métal chaque fois que le cristal est plus pointu que la pointe*. S'il s'agit d'un cristal à faces apparemment lisses comme la pyrite, l'auteur le supposera hérissé de pointes submicroscopiques, qui assureront l'accord de la théorie avec les faits. *Le sens du courant rectifié serait donc d'après Reizaus uniquement déterminé par la différence de forme des électrodes*. Cette conclusion est en opposition avec les données les plus certaines sur la détection des contacts du type métal semi-conducteur, chez qui le sens de la rectification est déterminé *beaucoup plus par la différence de nature des électrodes que par leur différence de forme*. Comme nous l'avons montré

1. *Phys. Rev.*, (2), 27 (1926), 813.

2. *Phil. Mag.*, 6 (1928), 175.

3. *Phys. Z.*, 29 (1928), 223.

avec Cabanel¹ la *galène* α *vraiment sensible* ne présente *jamais d'inversion du courant rectifié*, quelle que soit la partie du cristal touchée, et même si un cristal taillé en pointe est appliqué sur une plaque métallique polie. Par contre, la courbure de l'électrode métallique exerce une influence notable sur la grandeur du courant rectifié. *Il résulte de nos expériences que, toutes choses égales quant à la résistance du contact, la substitution d'une pointe aiguë à une électrode sphérique d'environ 2 m/m de diamètre multiplie l'intensité du courant rectifié par un facteur compris entre 1,5 et 4 suivant la valeur de la tension appliquée* (l'effet de pointe est plus marqué pour des tensions efficaces de 0,2 et de 1 v que pour une tension de 0,02 v). Il est donc probable que les anomalies observées par Reiszhaus concernaient des cristaux médiocrement sensibles. à *polarité hésitante*, chez qui le facteur courbure peut alors décider du sens du courant rectifié.

Selon R. Audubert² la rectification du contact silicium-carbone serait due à une émission électronique du carbone compliquée de phénomènes d'ionisation localisés à la surface du carbone en raison des gaz occlus. Le calcul du courant d'ionisation conduit l'auteur à des formules en accord avec la caractéristique expérimentale $I = f(V)$. L'asymétrie de la conductibilité proviendrait de la différence de mobilité des corpuscules positifs et négatifs.

R. de L. Kronig³ se plaçant au point de vue de la mécanique ondulatoire, voit dans la rectification une différence dans le pouvoir diffusant des ions vis-à-vis des ondes se propageant dans un sens ou dans l'autre. La dissymétrie du réseau cristallin produisant cette différence apparaîtrait de préférence aux arêtes et surtout aux sommets du cristal.

C. Wagner⁴ a développé une théorie électronique qualitative et semi-quantitative basée sur les considérations suivantes :

L'expérience montre que la conductibilité électronique de semi-conducteurs, tels que NiO, Cu²O, CuI, est augmentée lorsqu'ils contiennent un excès d'éléments électronégatifs. Les atomes d'iode,

1. E. Cabanel et J. Cayrel. *Société des Sciences Physiques et Naturelles de Bordeaux* (Séance du 30 juin 1932).

2. *C. R.*, 188 (1929), 52.

3. *Nature*, 123 (1929), 314.

4. *Phys. Zeits.*, 32 (1931), 641.

par exemple, en excès dans CuI, réagissent avec des ions monovalents de cuivre pour donner un ion bivalent de cuivre et un ion négatif d'iode :



Un transport d'électrons à travers le réseau peut s'expliquer par le passage d'un électron d'un ion cuivre monovalent sur un ion cuivre bivalent :



Les endroits où prend naissance le transport d'électrons sont donc ceux où il manque un électron (conductibilité par défaut). Plus l'excès d'iode est grand, plus grande est la concentration des ions Cu^{++} et aussi la conductibilité électrique.

Bien qu'on n'ait pas démontré directement l'existence d'ions Cu^{++} bivalents dans l'oxydure de cuivre, Wagner admet que la conductibilité de Cu_2O est proportionnelle au nombre d'ions Cu^{++} . La concentration des ions Cu^{++} , à la frontière de l'oxydure et du métal, subirait une augmentation considérable pour une différence de potentiel croissant dans le sens oxydure-métal; une tension inverse produirait un effet contraire, d'où la conductibilité asymétrique.

Au cours de recherches techniques sur le redresseur cuivre-oxyde de cuivre, R. Jacquelet¹ observe qu'une plaque de cuivre oxydée d'un seul côté subit au cours de son refroidissement une déformation provenant de ce que la contraction du cuivre est gênée par l'oxyde dont le coefficient de dilatation n'atteint pas le dixième de celui du métal. Cette déformation paraît être la cause de la rectification, car des plaquettes ayant subi l'opération du recuit perdent en même temps et leur pouvoir redresseur et la faculté de se déformer en se refroidissant.

L'asymétrie de la conductibilité du système serait donc liée à la distorsion du réseau de Cu_2O chez qui les atomes de cuivre seraient anormalement rapprochés. Ce rapprochement, facilitant l'entrée en contact des atomes métalliques par agitation thermique, augmenterait la conductibilité de l'oxyde. Enfin, la rectification proviendrait

1. R. G. E., 30 (1931), 365.

de ce que l'application d'un champ extérieur dans un sens accroîtrait la distorsion du réseau, et la diminuerait dans l'autre.

H. Teichmann¹ compare le passage d'électrons à travers la couche d'arrêt d'un redresseur à l'écoulement non tourbillonnaire d'un gaz raréfié à travers un système d'entonnoirs (fig. 76). Il remarque que dans un tel système, il passe sous une même pression plus de gaz de A vers B que de B vers A, car les molécules provenant de A, peuvent se réfléchir une ou plusieurs fois sur les parois des entonnoirs qui jouent le rôle de pièges. Il est nécessaire, toutefois, que les dimensions des entonnoirs soient de l'ordre du libre parcours moyen des molécules, et que celles-ci aient une composante de vitesse parallèle à l'axe des entonnoirs.

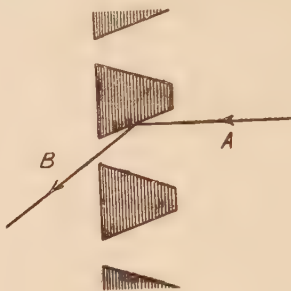


Fig. 76.

Chez un redresseur, les entonnoirs (Feldtrichter) seraient constitués par le resserrement des tubes de champ, dans la couche de transition qui sépare les deux électrodes actives. L'auteur prévoit que des entonnoirs de champ électrique se produiront dans un réseau cristallin chez les combinaisons renfermant des ions négatifs ou chez les métaux contenant des gaz occlus. Il applique sa théorie aux redresseurs cuivre-oxydure de cuivre, métal-sélénium, etc., et en vérifie les conséquences optiques, notamment l'influence de la polarisation de la lumière sur l'émission photo-électrique des cellules précitées.

L'objection principale qu'on puisse faire à la théorie de Teichmann est que, dans la conception de l'auteur, *la dissymétrie de la conductibilité préexiste au passage du courant*, puisque les

1. *Ann. der Phys.*, 13 (1922), 649.

champs d'entonnoirs sont des champs naturels, résultant de la structure du réseau cristallin. L'effet redresseur devrait donc se manifester, même pour des courants d'intensité très faible. Or, on sait qu'il n'en est rien, puisque chez tous les contacts rectifiants, l'asymétrie de la conductibilité est *l'œuvre de la tension extérieure appliquée au contact* et disparaît complètement aux très faibles tensions.

D. — CONCLUSIONS DE L'EXAMEN DES THÉORIES

73. — L'examen que nous venons de faire des principales théories de la rectification de contact montre que les vues les plus fécondes, comme celles de Blanc et de Schottky, proviennent souvent de physiciens n'ayant pas fait eux-mêmes d'expériences sur les détecteurs, mais à qui l'étude des questions connexes permettait d'aborder *du dehors* le problème de la détection. A l'opposé, les explications les moins satisfaisantes émanent d'auteurs qui, ignorant la plupart des travaux de leurs devanciers, ont construit à coup d'hypothèses arbitraires, pour le besoin de quelques faits par eux observés, des systèmes qu'une généralisation simpliste rendait plus précaires encore.

Il ressort aussi que dans l'état actuel de nos connaissances les meilleurs mécanismes électroniques ou ioniques proposés, ont nécessairement un caractère relatif et provisoire. On n'en saurait douter lorsqu'on voit que Blanc et James — je prends à dessein les auteurs de deux mémoires remarquables — parviennent à expliquer avec un égal succès, toutes les particularités de la rectification de la galène par des raisonnements diamétralement opposés et en prêtant aux ions des intentions exactement contraires. Aussi bien, ces divers schémas, tout comme celui que nous donnerons nous-même chapitre V, dans ce qu'ils ont de particulier, doivent-ils être considérés comme de simples hypothèses de travail. On les doit juger moins d'après le nombre des faits qu'ils expliquent que d'après la façon dont ils expliquent, car la complaisance des ions et des électrons étant infinie, il est ici de règle d'expliquer tout.

A la fois beaucoup plus important et beaucoup moins chimérique que le choix d'une théorie paraît être le choix d'un *type* de théorie.

Dans la troisième partie de ce travail, nous essaierons précisément tant par des considérations générales, que par des expériences précisant les rapports existant entre bons et mauvais détecteurs, de départager les deux conceptions maîtresses de l'émission et de la conduction. Mais là encore, il convient d'être prudent. Même parmi les cristaux détecteurs, il peut exister des groupes hétérogènes. A fortiori, nous garderons-nous d'étendre nos conclusions en faveur de l'hypothèse de conduction aux détecteurs purement métalliques de Pélabon, auxquels il sied peut-être d'appliquer la théorie électronique de Schottky.

CHAPITRE II

ARGUMENTS CONTRE LES THÉORIES ÉMISSIONISTES TIRÉS
DE L'ÉTUDE DES CONTACTS BONS DÉTECTEURS

74. — Si nous comparons la caractéristique expérimentale $R(V)$ d'un contact métal-galène (fig. 77, courbe 1) à la caractéristique prévue par les théories d'émission (fig. 77 courbe 2), nous voyons que deux différences principales séparent ces courbes :

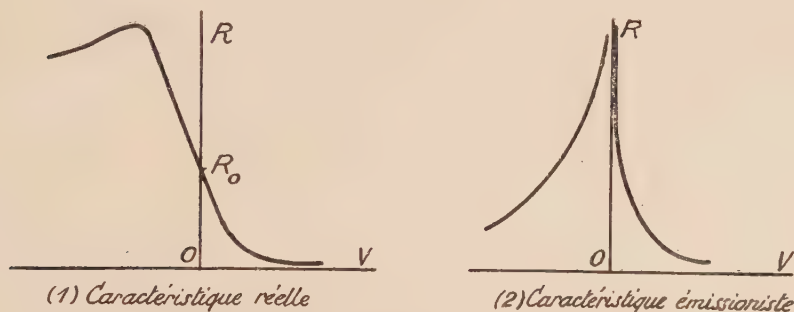


Fig. 77.

a) D'après (1), quand V tend vers 0, $R(V)$ tend vers une limite finie R_0 . Cette limite que nous avons appelée *résistance à courant nul* dépend, on l'a vu, de la seule pression de contact.

Au contraire, d'après (2), la résistance du contact croît au delà de toute limite, quand V tend vers 0 : R_0 est *infini* (on pouvait s'y attendre en raison de l'hypothèse émissioniste de la couche isolante intermédiaire).

b) Tandis que d'après la courbe (1), la rectification nous apparaît comme le résultat de deux effets contraires du champ sur la résistance du contact : 1° un effet de *diminution* de résistance pour les V positifs; 2° un effet d'*augmentation* de résistance pour les V

négatifs, d'après la courbe (2) la conduction asymétrique proviendrait de deux effets de diminution de résistance inégalement rapides.

Examinons d'un peu plus près ces deux divergences.

75. — De ce que les théories émissionnistes pures attribuent à R_0 une valeur infinie on ne saurait douter. Dans la théorie de Schottky, c'est là une conséquence immédiate de l'hypothèse des seuils de potentiel. La formule de Nordheim¹ $j = AE^2 e^{-\frac{B}{E}}$ qui est en accord avec les expériences de Millikan et Eyring², sur l'effet Lilienfeld conduit aussi au même résultat; il suffit de former le rapport $\frac{V}{j}$ pour le voir. Enfin, la formule proposée par Pélabon pour le courant à travers le contact $j = aV^2$ donne également $\left(\frac{V}{j}\right)_0 = \infty$.

On peut évidemment objecter que l'expérience n'atteignant pas la *résistance à courant nul*, mais seulement la résistance du contact, lorsqu'il est traversé par un courant très faible, le phénomène de résistance infinie se *serait produit* pour des tensions encore plus faibles que celles qui servaient à la détermination de R_0 .

Il est facile de réfuter cette objection car :

1° *Les champs électriques correspondant à nos mesures de R_0 étaient 1.000 fois plus faibles que les champs-seuils requis par l'effet Lilienfeld.*

2° *Même en admettant l'objection précédente, la résistance du contact devrait d'après la courbe (2) de la figure 77, varier très rapidement avec la grandeur de la tension, lorsque celle-ci est faible. Or, l'expérience montre au contraire que R devient pratiquement constant lorsque V diminue au delà d'une certaine valeur.*

Le tableau ci-dessous donne pour trois « points » d'un contact galène-cuivre les valeurs de R_0 pour deux valeurs V_1, V_2 toutes deux faibles, mais cependant très différentes, de la tension appliquée $\left(V_2 \neq \frac{1}{80} V_1\right)$.

1. *Proc. roy. Soc.*, 119 (1928), 173.

2. *Phys. Rev.*, 27 (1926), 51.

$$\begin{array}{l}
 1 \left\{ \begin{array}{l} V_1 = 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ v} \\ V_2 = 2,35 \cdot 10^{-5} \text{ v} \end{array} \right\} \begin{array}{l} R = 435 \Omega \\ R = 455 \Omega \end{array} \\
 2 \left\{ \begin{array}{l} V_1 = 9,50 \cdot 10^{-4} \text{ v} \\ V_2 = 3,37 \cdot 10^{-5} \text{ v} \end{array} \right\} \begin{array}{l} R = 950 \Omega \\ R = 970 \Omega \end{array} \\
 3 \left\{ \begin{array}{l} V_1 = 9,00 \cdot 10^{-4} \text{ v} \\ V_2 = 3,15 \cdot 10^{-5} \text{ v} \end{array} \right\} \begin{array}{l} R = 850 \Omega \\ R = 820 \Omega \end{array}
 \end{array}$$

La méthode employée pour la mesure de R_0 a été décrite § 25. Pour atténuer la perturbation de la force électromotrice thermo-électrique, le contact était placé sous une cloche de verre qui évitait les fluctuations de température dues aux courants d'air.

En raison de ces phénomènes perturbateurs et de la faible précision de la méthode de mesure, les écarts, observés d'ailleurs dans les deux sens, ne paraissent pas excéder les erreurs d'expérience. Conformément à ce qui a été dit plus haut, la résistance du contact reste donc sensiblement la même quand V passe de 10^{-3} v à $3 \cdot 10^{-5}$ v, ce qui exclut l'allure (2) de la caractéristique de résistance.

D'autre part, si dans l'expérience 1, nous admettons selon l'hypothèse émissionniste une couche isolante intercalaire d'épaisseur même réduite à 10^{-8} cm, le champ moyen est égal à $2,3 \cdot 10^3$ v/cm, soit comme nous l'avons annoncé 1.000 fois plus faible que les champs seuils de l'effet Lilienfeld.

La deuxième divergence que nous avons signalée entre la caractéristique expérimentale et la caractéristique prévue par les théories d'émission est encore beaucoup plus grave.

Le propre de l'effet Lilienfeld est une croissance extraordinairement rapide du flux d'électrons émis par la cathode avec la tension appliquée. Millikan et Eyring ont observé que le courant extrait est multiplié par 10^7 lorsque la tension devient seulement trois fois plus grande. La résistance apparente du contact $R = \frac{V}{j}$ diminue donc extrêmement vite quand V augmente.

Or, dans l'hypothèse émissionniste, la conductibilité asymétrique d'un contact détecteur s'expliquerait par des effets Lilienfeld inégaux dans les deux sens en raison de la différence de nature et de forme des électrodes. Mais si par suite de cette différence la résistance $R = \frac{V}{j}$ décroît moins vite pour l'une des cathodes

que pour l'autre, elle n'en décroît pas moins très vite pour les deux conformément à la courbe (2) de la figure 77.

L'effet d'augmentation de résistance que l'on observe chez les contacts bons détecteurs (partie R₀ M de la courbe (1) semble donc impossible à expliquer dans l'hypothèse d'une émission cathodique froide.

Seul, un phénomène analogue à la saturation de l'émission thermionique pourrait expliquer que $\frac{V}{j}$ augmente quand V augmente. Mais l'émission électronique froide diffère précisément de l'émission à chaud en ce qu'elle n'est ni gouvernée par la loi de charge d'espace, ni limitée par une saturation. D'ailleurs l'augmentation de la résistance du contact sous l'effet du champ commence de se produire pour les plus faibles valeurs de V, et une saturation, même si elle existait, ne saurait en rendre compte.

76. L'amendement d'Ogawa ¹.

Selon Ogawa, le très faible intervalle isolant où se produirait l'émission électronique asymétrique est *shunté* par les parties du contact qui, en raison de l'extrême proximité des molécules, sont douées de la conductibilité métallique. Le courant total à travers le contact serait de la forme $I = i + j$, j étant le courant d'émission, i le courant de conduction. La conductibilité asymétrique serait uniquement due à la variation de j avec le sens de la tension appliquée. Le courant i , indépendant du sens de V, constituerait une *fuite* d'autant plus nuisible au fonctionnement du détecteur que le rapport $\frac{i}{j}$ serait plus grand.

Montrons que cet amendement à la théorie émissionniste fait disparaître, apparemment du moins, la première des objections formulées plus haut, mais non la seconde.

Le premier point est évident : R₀ n'est plus infini à cause du courant de conduction i . Si nous admettons que ce courant suit la loi d'Ohm, il est de la forme $i = \frac{V}{R}$, R étant la résistance de

1. *Phil. Mag.*, 6 (1928), 175.

fuite du contact. Lorsque V tend vers 0, comme $\frac{j}{V}$ tend vers 0, la conductance totale :

$$\frac{I}{V} = \frac{j + i}{V}$$

a pour limite $\frac{1}{R}$ (fig. 78). La résistance à courant nul R_0 est donc égale à R . Elle n'est plus infinie et diminue quand la pression de contact augmente. L'argument est d'ailleurs loin d'être satisfaisant, car si R_0 représente un shunt parasite, *donc étranger au mécanisme de la rectification*, il semble hautement improbable qu'il existe une *relation simple et constante* entre la valeur de R_0 et les paramètres caractéristiques de la détection. Or, une *telle relation existe*, puisque nous avons vérifié expérimentalement, dans la première partie de ce travail, la constance du quotient $\sigma = \frac{k}{R_0^2}$.

Mais l'objection (b) subsiste. En effet, quel que soit le sens de la tension appliquée, le courant d'émission j s'ajoute au courant de conduction i et par suite, quel que soit le sens du courant $\frac{V}{j + i}$ est toujours *plus petit* que R_0 . Comme d'ailleurs

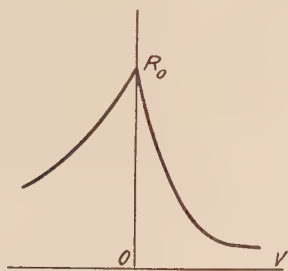


Fig. 78.

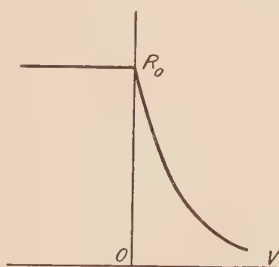


Fig. 79.

j croît extrêmement vite en fonction de V , la résistance apparente du contact :

$$R = \frac{V}{j + i}$$

diminue très vite à partir de R_0 lorsque V croît en valeur absolue (fig. 78).

Même si nous nous plaçons dans l'hypothèse la plus favorable, qui est celle d'une émission nulle dans un sens, la courbe de résistance, qui prendra alors la forme représentée figure 79, ne s'élèvera jamais au-dessus de R_0 .

La théorie émissioniste, même assouplie par Ogawa, n'explique donc pas l'effet haute résistance des contacts bons détecteurs.

Notons d'ailleurs, qu'en allant plus avant dans la voie des conceptions, les *théories électroniques retomberaient purement et simplement sur les principes des théories ioniques.*

C'est ainsi qu'en invoquant, par exemple, une variation de l'épaisseur ou de la surface de la couche isolante intermédiaire, sous l'action de la tension appliquée, on ferait intervenir un effet du champ sur la matière des électrodes, ce qui est le propre des théories de conduction.

=====

CHAPITRE III

LES CONTACTS MAUVAIS DÉTECTEURS ET LES THÉORIES

77. — Les contacts *mauvais détecteurs* diffèrent, on l'a vu, des contacts *bons détecteurs* :

1° Par la moindre valeur de leur résistance à pression égale.

2° Par l'influence considérable de la nature du métal associé au semi-conducteur, d'une part sur la grandeur de la résistance au contact, d'autre part, sur le sens et sur l'intensité du courant rectifié.

3° Par l'hystérésis et le trainage qui affectent les variations de leur résistance.

4° Par les sens fréquemment opposés du courant rectifié aux faibles et aux fortes amplitudes.

A. — INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES FAITES SUR LE CONTACT MÉTAL-SULFURE DE CUIVRE

Dans la deuxième partie de ce travail nous avons étudié expérimentalement deux contacts *mauvais détecteurs* : le contact métal-sulfure de cuivre et le contact métal-galène β . Nous examinerons dans ce qui suit quel appui les faits observés apportent à l'une ou à l'autre des deux théories qu'ils s'agit de départager. Nous prendrons comme type de théorie d'émission la théorie de Schottky et comme type de théorie de conduction la théorie de James dépouillée de son caractère électrolytique.

78. L'effet basse résistance.

L'existence d'une tension seuil V_α de 0,2 à 0,5 v, la croissance extrêmement rapide de I immédiatement après la tension critique (branche AB, fig. 80), le caractère fréquemment disruptif de cette augmentation d'intensité, enfin l'ordinaire absence de cohérence irréversible pour $V = V_\alpha$ semblent de prime abord assez favorables à l'hypothèse d'une émission cathodique froide de la pointe.

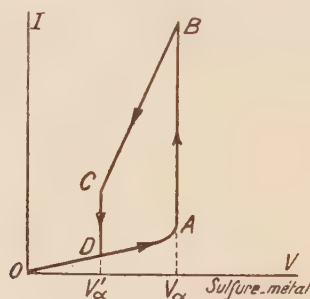


Fig. 80.

Il existe cependant chez les cohérences métalliques un phénomène, qu'il est impossible de ne pas rapprocher des précédents, et qui rend au moins aussi plausible une interprétation moléculaire. Guthe et Trowbridge¹ ont constaté qu'à partir d'une intensité suffisante, la différence de potentiel entre les électrodes d'un cohéreur prend une valeur constante à laquelle ils ont donné le nom de *force électromotrice critique*. La valeur de cette force électromotrice critique dépend de la nature des électrodes et diminue, comme l'a montré Blanc, si la pression de contact augmente suffisamment. Enfin Robinson² a observé que, surtout pour les faibles pressions, la différence de potentiel peut atteindre d'abord des valeurs très supérieures à la force électromotrice critique pour tomber brusquement à cette valeur.

L'existence de la différence de potentiel critique V_α , sa grandeur qui est la même que pour les contacts métalliques, la dimi-

1. *Phys. Rev.*, 2 (1901).

2. *Ann. der Phys.*, 11 (1903), 754

nution de V_α avec la force pressante (§ 50, c), l'identité de la décharge disruptive signalée § 34 avec l'effet Robinson, donnent à penser qu'une étroite parenté lie les phénomènes présentés par le contact métal-sulfure de cuivre avec les phénomènes de cohération métallique. L'effet basse résistance s'expliquerait comme chez les cohéreurs métalliques par une soudure des ions des deux électrodes, mais ici, cette soudure, au lieu de persister après suppression du courant cohérateur, cesserait avec lui. Le contact serait autodécohérent, les ions du sulfure reprenant d'eux-mêmes leurs positions initiales sous l'effet des champs moléculaires de rappel.

À l'ordinaire, ce retour des ions à leur position naturelle se produirait dès que la tension extérieure tomberait au-dessous d'une certaine valeur V'_α (voir fig. 80).

Toutefois, dans certaines conditions, il arrive que les ions du sulfure sont encore soudés à la pointe au moment où on annule la tension appliquée¹. Leur retour à leur position initiale s'effectue pourtant spontanément au bout d'un certain temps après la suppression du courant. On assiste alors au phénomène *d'auto-décohération retardée*, décrit § 36, b, et dont le poids en faveur de la théorie ionique est considérable. Exceptionnellement observable en régime permanent, ce phénomène semble bien se produire constamment en régime rapidement variable, comme le montrent les oscillogrammes (voir § 52).

Avec les métaux inoxydables qui tendent à diffuser dans le sulfure, les ions du sulfure demeurent parfois définitivement soudés à la pointe. Le contact ne se décohere plus spontanément, sa résistance reste très faible et sensiblement constante, le contact suit la loi d'Ohm (voir fig. 39).

La cohération prend d'ailleurs avec tous les métaux un caractère partiellement irréversible si l'intensité du courant devient trop grande (effet résiduel normal, voir § 36).

L'existence de l'hystérésis ($V' < V_\alpha$) serait due au fait que les ions du sulfure une fois soudés à la pointe auraient tendance à rester soudés, soit en raison de la viscosité du milieu où ils

1. La chute d'intensité CD n'a plus lieu et le cycle a la forme indiquée figure 35. Planches 3 et 5.

se meuvent, soit à cause des champs d'attraction qui existent au voisinage immédiat de l'électrode métallique.

Pour conclure, disons que l'hypothèse moléculaire d'une cohérence temporaire semble préférable à l'hypothèse d'une émission électronique de la pointe :

1° *Parce qu'il existe des analogies frappantes entre l'effet basse résistance du contact métal-sulfure de cuivre et la cohérence métallique* (force électromotrice critique, effet Robinson, etc...).

2° *Parce que, contrairement à la théorie ionique, l'hypothèse d'une émission électronique rendrait compte difficilement :*

- a) de l'hystérésis;
- b) des effets résiduels observés avec les métaux inoxydables;
- c) *de l'autodécohérence retardée.*

J'ai parlé plusieurs fois de soudure des ions du sulfure avec les atomes de la pointe. Par ce mot, dont l'emploi est commode et qui fait image, j'entends simplement un *rapprochement* pouvant aller jusqu'au contact direct sans que ce rapprochement comporte nécessairement l'idée d'une diffusion ¹ irréversible.

79. L'effet haute résistance

Remarquons d'abord que le caractère irréversible de l'effet haute résistance exclut l'idée d'un phénomène purement électronique.

Seule une action du champ sur les éléments matériels du contact (molécules ou ions) semble pouvoir rendre compte de l'anticohérence rémanente liée au passage du courant dans le sens métal-sulfure. Nous avons admis que l'effet basse-résistance chez le contact sulfure de cuivre-métal était dû à une soudure des ions du sulfure avec l'électrode métal. Inversement, l'élévation de résistance observée quand le courant va du métal au sulfure s'expliquerait par une diminution irréversible de l'adhérence des ions du sulfure avec la pointe.

Ainsi des mouvements opposés des ions du sulfure produiraient suivant le sens du champ l'effet cohérent ou l'effet antcohérent. Si la valeur intrinsèque de l'image précédente a en

1. Et encore moins l'idée d'une soudure par fusion.

soi assez peu d'importance, il est par contre capital de remarquer que le type même du mécanisme proposé implique l'identité de nature des effets cohéreur et antcohéreur. Or, ces deux effets présentent des caractères assez différents pour que non seulement l'identité de leur nature n'apparaisse pas comme évidente, mais encore puisse être mise en doute.

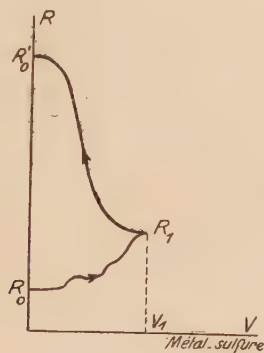


Fig. 81.

Complètement irréversible dans les conditions mêmes où l'effet cohéreur est parfaitement réversible, l'effet antcohéreur apparaît pour des tensions très variables, généralement plus élevées que les tensions critiques cohératrices et sans corrélation avec elles pour un contact donné. Enfin s'il arrive parfois que l'antcohération rémanente est détruite par un courant cohérateur de sens inverse, il est souvent impossible, on l'a vu, de faire jouer cet antagonisme.

Toutefois ces objections à l'homogénéité des effets cohéreur et antcohéreur sont loin d'être telles que l'on doive renoncer sans discussion à une hypothèse aussi séduisante par son unité et sa simplicité.

Pour expliquer l'irréversibilité de l'effet antcohéreur, il suffit d'admettre que les champs moléculaires de rappel, auxquels nous avons attribué la décohération spontanée, jouent seulement vis-à-vis des ions qui tendent à sortir du sulfure pour se souder à la pointe, mais qu'aucune action semblable ne ramène à la surface les ions dont le mouvement vers l'intérieur du sulfure produit l'antcohération. Le caractère capricieux de l'antcohération,

le fait qu'elle exige des tensions plus élevées que la cohération critique, la difficulté d'obtenir le phénomène sous pression élevée ou avec les métaux inoxydables semblent résulter de ce que l'effet antiohéreur est contrarié à la fois par l'action de la pression de contact, et par celle de la cohération que produit, quel qu'en soit le sens, le passage du courant à travers le contact. Avec les métaux inoxydables, la disparition spontanée et progressive des grandes résistances créées par l'antiohération s'apparente nettement aux effets de diffusion par pression que Blanc a étudiés chez les cohérents métalliques. Par contre, chez les métaux à oxyde isolant, la couche d'oxyde assurerait la rémanence de l'antiohération en faisant obstacle à la diffusion du sulfure et du métal, une fois le champ antiohérateur supprimé.

Enfin, s'il est ordinairement impossible de détruire l'antiohération rémanente par un champ cohérateur de sens inverse, ce n'est point, peut-être, faute d'antagonisme entre les deux effets, mais, comme il a été dit plus haut, parce qu'il est naturel qu'une tension cohérente sulfure-métal au plus égale à 0,5 v en raison de l'existence du point critique V_c , ne puisse détruire l'effet antiohéreur d'une tension métal-sulfure égale ou supérieure à un volt.

Pour ces raisons, et malgré les difficultés signalées, nous *admettons* que l'antiohération dont le caractère « matériel » ne fait aucun doute, peut être considérée comme la contre-partie de la cohération critique, les deux effets procédant de mouvements inverses des ions du sulfure sous l'action de champs opposés. Voir dans ces mouvements, comme le fait James pour PbS, une électrolyse du sulfure est une hypothèse intéressante, mais c'est là une simple possibilité, à laquelle on ne saurait sacrifier imprudemment celle de concevoir ces mêmes mouvements comme n'entraînant aucune transformation chimique de la surface des électrodes.

80. Les observations en régime variable.

Exceptionnellement décelable en régime permanent, l'antagonisme entre la cohération critique et l'antiohération apparaît au contraire de façon constante, comme on l'a vu § 52 sur les oscillogrammes à 50 μ . Sur l'oscillogramme de tension, qui représente approximativement la variation de la résistance en fonction du temps, la

différence d'inclinaison des tangentes à la courbe en A et en M dénote la persistance des effets cohéreur et antiohéreur, ce dernier se prolongeant même au début de l'alternance de cohération (pointe ABC), et résistant à l'action coercitive d'une tension sulfure-métal très supérieure à la tension de plateau CD.

Si le contact a été antiohéuré au préalable par un courant permanent, on constate de même que la valeur efficace de la tension précritique subit une augmentation qui peut dépasser 20 %. L'augmentation de la tension précritique avec la fréquence montre le rôle que joue la durée d'application de la tension sulfure-métal dans le phénomène de la cohération critique. A cause des frottements

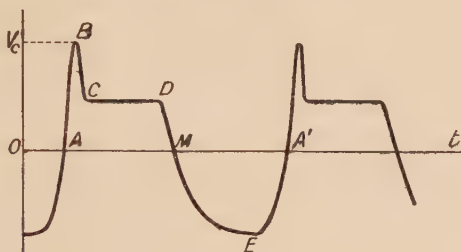


Fig. 82.

qu'éprouvent les ions dans leur mouvement, il faut, si l'on réduit la durée d'application du champ, augmenter son intensité, c'est-à-dire, en régime alternatif, *compenser la diminution de la période par une augmentation de l'amplitude*. En H. F., la pointe ABC serait donc notablement plus élevée au-dessus du plateau CD. Le fait que l'influence de la fréquence est surtout notable entre 0 et 50 μ montre que les durées de traînage sont relativement grandes.

Lorsqu'on augmente la force pressante la valeur de la tension précritique diminue (Expériences sur Ag, § 50 c), la pression aidant en quelque sorte le champ électrique sulfure-métal à cohérer le contact. Toutefois si la pression est trop élevée, on a vu qu'il n'y a plus inversion du courant rectifié, car la cohération critique cesse de se produire. Dans ce cas, il est vraisemblable d'admettre que, selon une expression très heureuse due à Blanc, l'action cohératrice du champ électrique ayant été « devancée » par celle de la force pressante ne peut plus se manifester. La cohération

étant une amélioration électrique du contact, il est évident qu'il faut, pour qu'elle puisse se produire, partir d'un *mauvais contact*, ce qui assigne nécessairement une limite à la valeur de la force pressante. Cette limite est d'ailleurs très différente suivant la nature du métal associé au sulfure : pour obtenir un mauvais contact avec Au ou Pt, il faudra une pression 100 ou 1.000 fois plus faible que si l'on emploie un métal à oxyde isolant comme Al, Zn, ou Cd.

Enfin, on a vu que sous l'action d'une oscillation de trop forte amplitude la rectification disparaissait, soit par cohération définitive du contact, soit par antcohération, selon que la force pressante est grande ou petite. Dans le premier cas, le mouvement des ions du sulfure vers la pointe, auquel nous avons attribué la cohération critique, cesserait d'être un *simple rapprochement renversable et coercible par un champ métal-sulfure*, pour devenir une *véritable diffusion* semblable à celle qui selon Blanc est la cause de la cohération métallique. Dans le second cas, c'est l'éloignement des ions qui deviendrait irrémédiable, et résisterait à l'antagonisme du champ sulfure-métal. On conçoit d'ailleurs sans peine qu'une pression élevée favorise la soudure et empêche l'antcohération.

Nous avons laissé de côté l'interprétation de la rectification β . Il semble naturel d'attribuer ce phénomène à la *mobilité des ions de l'électrode métallique*. Celle-ci se manifesterait pour des champs plus faibles que celle des ions du sulfure. Ces derniers, soit en raison des frottements qu'ils éprouvent, soit retenus par l'action de champs moléculaires, ne commenceraient d'obéir au champ que lorsque l'amplitude de la tension alternative atteindrait la valeur précritique de cohération V_c . La prépondérance immédiate des mouvements des ions du sulfure sur ceux des ions du métal, sitôt atteint le seuil de mobilité V_c , expliquerait la brusque inversion de la rectification.

B. — INTERPRÉTATION DES EXPÉRIENCES FAITES SUR LE CONTACT MÉTAL-GALÈNE

81. — Le schéma moléculaire qui vient d'être appliqué au contact métal-sulfure de cuivre permet également de rendre compte des propriétés du contact métal-galène.

La rectification α que l'on observe toujours avec les métaux oxydables, et seulement aux fortes amplitudes avec les autres métaux, serait due à des mouvements des ions du sulfure analogues à ceux dont nous avons supposé l'existence chez le sulfure de cuivre. La médiocrité de la rectification était à prévoir, d'après l'étude en régime permanent, en raison de l'irréversibilité des *deux* effets, cohéreur et antcohéreur.

Quant à la rectification β , elle pourrait être attribuée comme dans le cas précédent, aux mouvements des ions de l'électrode métal. Le fait que la rectification β dépend considérablement de la nature du métal est favorable à cette hypothèse. L'Or, qui donne un taux de rectification exceptionnel, présentait d'ailleurs avec le sulfure de cuivre une conduction asymétrique particulièrement nette (effet résiduel anormal § 37).

La tension d'inversion de la rectification étant avec les métaux nobles comprise entre 1 et 2 volts, au lieu d'être de quelques dixièmes de volt comme dans le cas du sulfure de cuivre, on conçoit que la rectification β puisse être ici le phénomène prépondérant.

CHAPITRE IV

BONS ET MAUVAIS DÉTECTEURS ESSAI DE THÉORIE D'ENSEMBLE

82. Les principes hertziens et la diffusion de contact.

(Remarques théoriques.)

1° Soit un contact formé de deux électrodes bonnes conductrices de même nature, par exemple deux sphères d'acier. Comment devons-nous imaginer les rapports existant entre la résistance du contact modifiée par la diffusion moléculaire des électrodes, supposée accomplie, et la résistance au contact selon Hertz.

Blanc, qui a montré le rôle capital de la diffusion dans les phénomènes de cohération, ne répond pas explicitement à cette question, mais il paraît évident d'après l'ensemble de sa théorie que la diffusion, en mêlant l'une à l'autre les couches de passage des deux électrodes, fait disparaître, du moins partiellement, la résistance supplémentaire due à la structure diluée de ces couches superficielles, et fait tendre le contact réel vers cette limite idéale qu'est le contact hertzien.

Le contact hertzien étant donc homogène à un contact parfaitement diffusé, la diffusion ne saurait en aucune façon rendre la résistance d'un contact réel inférieure à la valeur que lui assignent les formules de Hertz.

Dans les expériences de Meyer, bien que la force pressante fût de 1 kilogramme, la diffusion était loin d'être parfaite puisque les résistances au contact mesurées étaient encore environ 30 fois plus grandes que les résistances hertziennes.

Considérons maintenant le cas d'un contact formé d'une sphère métallique M bonne conductrice, et d'une sphère S constituée

par un semi-conducteur ayant, par exemple, une résistivité un million de fois plus grande que celle de M. Ce cas, la forme des électrodes mise à part, est précisément le cas ordinaire des contacts rectifiants.



Fig. 83.

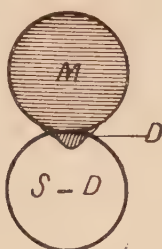


Fig. 84.

Examinons d'abord la résistance hertzienne. Elle sera de la forme :

$$(1) \quad R_H = A\rho_M + B\rho_S$$

ρ_M et ρ_S étant les résistivités de M et de S.

La contribution $A\rho_M$ du métal à la résistance au contact est négligeable, et R_H est grand car nous avons supposé S très résistant.

Considérons maintenant la résistance R_D du contact diffusé. Supposons d'abord une diffusion intense et non réciproque du métal dans le semi-conducteur. A cause de cette diffusion la zone D du semi-conducteur voisine du point de contact va « se peupler » d'atomes de métal, ce qui rendra la résistance spécifique ρ_D de cette zone, beaucoup plus faible que la résistivité ρ_S du semi-conducteur.

Même si la zone de diffusion D est très petite il en résulterait un abaissement considérable de la résistance au contact, car la partie de l'électrode S qui contribue efficacement à cette résistance est celle qui est au voisinage immédiat du point de contact. La résistance du contact diffusé pourra donc s'écrire symboliquement :

$$(2) \quad R_D = A\rho'_M + D\rho_D + B\rho_S$$

$A\rho'_M$ est négligeable (même si ρ'_M est notablement supérieur à ρ_M

à cause de la structure de la couche de passage du métal), $D\rho_D$ est beaucoup plus petit que $B\rho_S$ ($\rho_D \ll \rho_S$).

Enfin $B\rho_S$ est également faible puisque la partie (S-D) de S est en contact par une large surface avec la zone de diffusion D^1 .

En fin de compte, et contrairement à ce qui avait lieu dans le cas de deux électrodes bonnes conductrices, la résistance du contact diffusé pourra être beaucoup plus faible que la résistance hertzienne correspondante.

Pour savoir si en fait la diffusion d'une électrode bonne conductrice dans une électrode résistante est, ou n'est pas assez profonde pour abaisser la résistance au contact en deçà de la résistance hertzienne, il faudrait faire des mesures absolues. De telles mesures, déjà très délicates avec deux électrodes métalliques, le seraient encore bien davantage dans le cas actuel, en raison de la difficulté qu'il y aurait à obtenir une électrode semi-conductrice de forme géométrique et suffisamment homogène.

Heureusement, il n'est pas besoin de trancher la question pour apercevoir les principales modifications apportées par la diffusion aux résistances de contact, et le schéma précédent du contact diffusé restera de toute façon qualitativement valable.

2° Considérons à nouveau un contact formé d'une électrode bonne conductrice M et d'une électrode résistante S. S'il n'y a pas diffusion, la résistance de ce contact pourra s'écrire :

$$(3) \quad R = A\rho'_M + B\rho'_S$$

ρ'_M et ρ'_S étant les *résistivités majorées* que la théorie des couches de passage de Blanc nous conduit à substituer aux résistivités ordinaires ρ_M et ρ_S de la formule de Hertz.

Le rapport $\frac{\rho'}{\rho}$ doit certainement varier avec la nature des corps, mais on ne peut douter que l'ordre de grandeur de la résistivité de la couche de passage ne soit proportionnel à celui de la résistivité du corps homogène.

De l'analogie des formules (1) et (3) il résulte que les principes généraux de la théorie classique, énoncés ci-après, demeurent applicables aux contacts *non diffusants* :

1. Le terme $B\rho_S$ sera cependant le terme prépondérant de la formule (2) si la zone de diffusion est très conductrice et si le front de diffusion n'est pas très avancé.

1° La résistance au contact croît avec les résistivités des électrodes.

2° Si la résistivité d'une électrode est négligeable devant celle de l'autre électrode, la résistance au contact dépend uniquement de la résistivité de l'électrode la moins conductrice.

Ces deux principes tombent en défaut si les deux électrodes diffusent l'une dans l'autre.

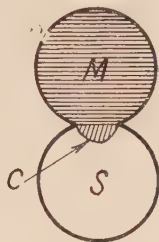


Fig. 85.

En effet, s'il y a diffusion, la résistance au contact dépendra avant tout du degré d'envahissement de la couche de passage du corps résistant par les atomes du corps conducteur. Les résistances propres des deux électrodes deviennent des facteurs tout à fait secondaires par rapport à leur affinité moléculaire, et la prévision des propriétés de la résistance au contact à partir des propriétés intrinsèques des électrodes devient impossible. La zone de diffusion D forme entre les deux électrodes un troisième conducteur aux propriétés électriques complexes. Si l'on admet que la zone de diffusion a des propriétés voisines de celles du métal, le contact métal-semi-conducteur sera constitué au sein même du semi-conducteur par le front de diffusion¹. La résistance du contact C sera d'autant plus faible que la diffusion sera plus profonde. Enfin, le fait que le front de diffusion est susceptible d'avancer ou de reculer sous l'influence du champ, selon que le courant va de M vers S ou de S vers M, vient encore compliquer les choses.

1. Tout se passe donc comme si la surface de contact des deux électrodes était considérablement augmentée.

85. Les principes hertziens et la diffusion de contact (Expériences)

L'expérience suivante a été réalisée en vue de reconnaître si les principes hertziens touchant l'additivité des résistances superficielles des deux électrodes, et la prépondérance du corps le plus résistant dans la formation de la résistance au contact, sont applicables aux couples bons détecteurs.

Expérience A. — 1° Avec deux morceaux d'une même galène sensible, dont l'un est grossièrement taillé en pointe pour éviter les contacts multiples, on forme un contact galène-galène sous une force pressante de 20 grammes et on détermine sa résistance à courant nul R_0 . On recommence 30 fois la mesure, en reformant chaque fois le contact.

2° On répète l'expérience précédente après avoir recouvert la galène pointe d'une légère couche de cuivre par électrolyse d'une solution de SO^4Cu , ce qui permet d'obtenir une électrode de cuivre¹ ayant même forme que la galène utilisée en premier lieu.

Les résultats ont été les suivants :

<i>Moyenne des valeurs de R_0 pour le contact galène-</i>	
<i>galène:</i>	2550 Ω
<i>Moyenne des valeurs de R_0 pour le contact galène-</i>	
<i>galène cuivrée:</i>	1200 Ω

On voit que le contact galène-galène a, toutes choses égales, une résistance sensiblement double de celle du contact galène-cuivre, ce qui confirme que la contribution de l'électrode cuivre à la résistance du contact cuivre-galène est bien négligeable conformément à la théorie hertzienne.

D'ailleurs, la mesure de la résistivité de la galène employée a donné : $\rho = 2,5$ ohm-cm, soit presque deux millions de fois plus que la résistivité du cuivre.

Chez un contact à électrodes non diffusantes comme Cu-galène α et galène α -galène α il est donc possible de considérer la résis-

1. On a vérifié d'ailleurs qu'avec une pointe en cuivre, on trouvait sous la même orce pressante une résistance du même ordre qu'avec la galène cuivrée.

tance au contact comme formée additivement des résistances superficielles des deux électrodes.

L'expérience décrite ci-après montre que ces conclusions tombent en défaut, comme on pouvait s'y attendre, lorsqu'il s'agit de contacts à électrodes diffusantes.

Expérience B. — A un même échantillon de galène on associe sous une même force pressante ($P = 15$ grammes).

1° Une électrode bonne conductrice de large surface constituée par une tête d'épingle ($\rho \approx 10 \mu\Omega\text{-cm}$);

2° Une électrode mauvaise conductrice de petite surface consistant en une pointe aiguë de graphite ($\rho = 2,2 \cdot 10^4 \mu\Omega\text{-cm}$).

Dans chaque cas on fait 20 mesures de R_0 en reformant chaque fois le contact et on prend la moyenne. Les résultats ont été les suivants :

Moyenne des valeurs de R_0 pour le contact galène-métal : 1000 Ω

Moyenne des valeurs de R_0 pour le contact galène-graphite : 290 Ω

Ainsi, malgré une moindre surface de contact, malgré une résistivité 2.000 fois plus grande¹, le graphite donne avec l'échantillon de galène considéré un contact 3 fois moins résistant que le métal.

La raison de ce paradoxe apparent est que, contrairement au métal, le graphite *diffuse fortement dans PbS*. L'instabilité des résistances au contact et leur diminution en fonction du temps sous pression constante en font foi.

Il s'agit sans aucun doute d'affinité moléculaire et non d'une propriété intrinsèque du métal et du graphite, car si l'on remplace PbS_x par FeS_2 , les résultats sont inverses, le couple FeS_2 -graphite formant des contacts beaucoup plus résistants que le couple FeS_2 -métal².

Remarquons d'ailleurs qu'à l'opposé du contact métal-galène le contact graphite-galène est un *mauvais détecteur*. Sa caractéris-

1. Mais négligeable devant la résistivité du sulfure.

2. Ici l'électrode métallique était une pointe aiguë de plus petite surface que l'électrode de graphite.

tique figure 86, courbe II, est dépourvue d'effet anti-cohéreur, le courant provoquant dans les deux sens une *diminution de résistance* du contact, et d'autre part, comme chez le contact métal-sulfure de cuivre, la rectification aux faibles tensions est inverse de la rectification normale.

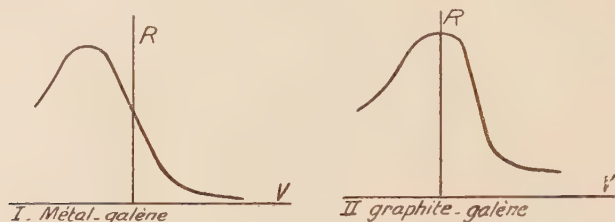


Fig. 86.

Des expériences A et B nous concluons donc que si les principes de Hertz touchant le caractère additif des résistances au contact paraissent applicables aux contacts bons détecteurs, et plus généralement aux contacts non diffusants, il n'en est plus de même lorsqu'intervient la diffusion de contact. Dans ce cas, les propriétés rectifiantes du contact sont plus ou moins masquées par *l'effet cohéreur irréversible des contacts bimétalliques*.

84. Conditions auxquelles doivent satisfaire les constituants d'un couple bon détecteur : polarité et diffusion.

Nous venons de voir qu'une condition nécessaire pour que deux corps forment un contact bon détecteur est qu'ils ne diffusent pas l'un dans l'autre sous l'influence de la pression ou du courant.

Mais il est évident que, si l'absence de diffusion est une condition nécessaire à la formation d'un contact bon détecteur, ce n'est pas une condition suffisante, car le contact galène-galène, par exemple, qui diffuse très peu, ne saurait néanmoins être un bon détecteur¹ en raison de l'identité de nature des deux électrodes. On a vu en effet que, chez les détecteurs usuels, c'est la différence de nature

1. Reizsaus a montré que le contact galène-galène détectait surtout si l'on prend soin de créer une dissymétrie géométrique en taillant en pointe l'une des galènes. Il s'en faut toutefois que la rectification ainsi obtenue puisse être comparée à celle du contact métal-galène.

des électrodes, beaucoup plus que leur différence de forme, qui est la cause de la conductibilité asymétrique.

Si l'on forme des contacts en associant successivement différents corps détecteurs à une même électrode de référence, on pourra, suivant le sens et l'intensité du courant rectifié, attribuer à chaque corps une *polarité plus ou moins marquée vis-à-vis de cette électrode*. Selon qu'il existera ou non un lien entre le sens et l'intensité du courant rectifié par deux corps quelconques et les places qu'ils occupent dans la série par rapport à l'électrode de référence, cette notion de polarité aura un sens ou n'en aura pas.

Bien que nous ne puissions donner ici que des résultats très sommaires et purement qualitatifs, il semble bien que, du moins dans une certaine mesure, les propriétés rectifiantes soient associatives et que la notion de polarité ait un sens. Les substances détectrices essayées se rangeaient comme suit par rapport à Cu qui servait d'électrode de référence.

A) galène α , silicium, sulfure de cuivre, chalcoppyrite
 | Cu | galène β , zincite, pyrite de fer (B)

Pour toutes les substances de la série A, le courant rectifié allait du semi-conducteur au métal. L'inverse avait lieu pour les substances de la série B. La rectification était d'autant plus nette et plus intense que le corps dans chaque série est plus éloigné de l'électrode de référence. Certains corps, par exemple le sulfure de cuivre et la galène β forment avec Cu un contact mauvais détecteur présentant suivant la grandeur de l'amplitude deux rectifications de sens inverses. On les a classés en tenant compte de leur rectification dominante.

Les observations ci-après concernent le sens et l'intensité de la rectification d'un contact formé à l'aide de deux quelconques des sept corps précédents :

1° *En associant un corps de la série A à un corps de la série B, on obtient un courant rectifié allant toujours de A vers B et généralement intense.*

2° *En associant deux corps de la série A ou deux corps de la série B, on obtient un courant rectifié d'intensité variable et dont le sens paraît déterminé par la substance à polarité la plus marquée et de résistance majeure.*

3° En associant un corps de la série A à un corps de la série B, il peut arriver que l'on forme un contact bon détecteur, même si ces deux corps forment avec l'électrode de référence des couples mauvais détecteurs. C'est par exemple le cas du couple sulfure de cuivre-galène β .

De ces diverses remarques, il paraît donc résulter, conformément à ce qu'on pouvait attendre¹, que :

Les rectifications des deux électrodes « s'ajoutent » si leurs polarités sont opposées et « se retranchent »² si leurs polarités sont de même signe :

La figure 87 qui donne les courbes de résistance des contacts

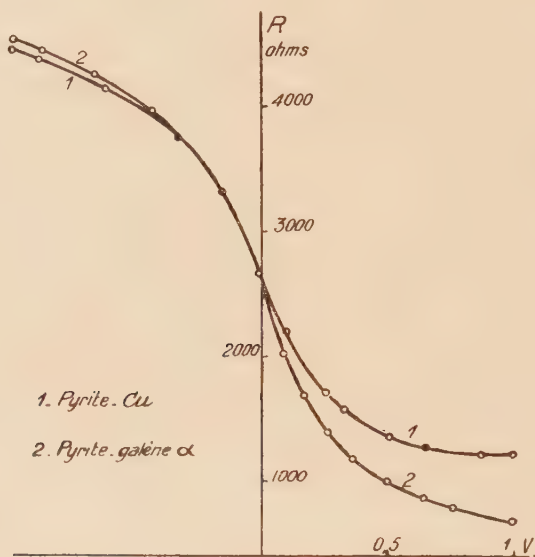


Fig. 87.

pyrite-métal et pyrite-galène montre l'addition des asymétries propres de deux substances de polarités opposées.

Comme la règle précédente peut être infirmée par le jeu de la diffusion des électrodes, une question capitale est de savoir s'il existe une relation entre les polarités des constituants d'un contact

1. Et contrairement à l'assertion erronée de Strachan, selon qui deux cristaux de polarités opposées se contrarient dans leur rectification. Wir. World (1924), n° 255, 397.

2. Les termes « s'ajoutent » et « se retranchent » ont évidemment une valeur purement qualitative.

et leur pouvoir diffusant. Les faits suivants, trop nombreux et trop concordants pour pouvoir être attribués au hasard, ne permettent pas d'en douter.

1° Le graphite qui diffuse fortement dans la galène sensible (α) et pour cette raison donne une détection très inférieure à un métal, forme avec la pyrite de fer (β) un contact plus résistant et meilleur détecteur qu'une électrode métallique.

2° Les métaux oxydables qui forment avec le sulfure de cuivre (α) des contacts beaucoup plus résistants que les métaux inoxydables, forment au contraire avec la galène β des contacts beaucoup moins résistants et beaucoup plus instables que ces derniers.

3° L'or qui donne avec la galène β des résistances au contact particulièrement stables et une rectification exceptionnelle, présente au contraire vis-à-vis de la galène α une diffusion très nette, et qui — bien que beaucoup moins forte que celle du graphite — amoindrit notablement la rectification¹.

De ces observations, se dégage la conclusion :

Les métaux qui sous l'effet de la pression de contact diffusent fortement dans les corps détecteurs de polarité α diffusent généralement peu dans les corps de polarité β et viceversa. La rectification est d'autant meilleure que la diffusion est plus faible (Le carbone est assimilable à un métal).

Remarquons qu'il serait inexact de généraliser l'énoncé ci-dessus en disant que deux corps de même polarité diffusent, puisque le contact galène α -galène α a une résistance élevée et est très stable.

85. Le rattachement des contacts mauvais détecteurs aux contacts bons détecteurs considéré comme argument en faveur de la théorie ionique.

Comparons les courbes de résistance d'un contact bon détecteur (métal-galène α) et d'un contact mauvais détecteur (métal-sulfure de cuivre) (fig. 88).

1. Ogawa, Nemdo et Kaneko ont signalé en 1927 que chez des galènes synthétiques argentifères l'emploi d'une pointe en métal noble exerçait une action défavorable sur la détection. Sur les galènes naturelles très sensibles j'ai observé *seulement avec l'or* une diminution notable de la valeur prise par R_0 sous une pression donnée, et également de la rectification des faibles courants qui était d'environ 50 % inférieure à celle obtenue avec les autres métaux.

Dans les deux cas, la résistance du contact diminue quand le courant va du sulfure au métal et augmente quand le courant va du métal au sulfure.

Dans les deux cas également, l'anticohération subit l'antagonisme d'une cohération, qui tend à faire décroître la résistance du contact après qu'elle a augmenté sous l'effet du champ (parties plongeantes des moitiés gauches des courbes 1 et 2).

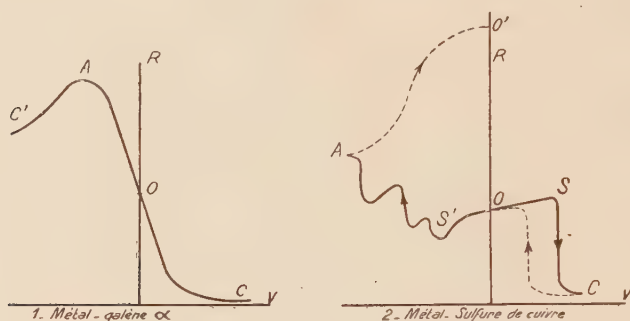


Fig. 88.

Si nous recherchons maintenant les différences qui séparent les deux courbes, nous voyons que :

1° Tandis que, chez la galène, cohération et anticohération commencent à partir de champs extrêmement faibles et se poursuivent régulièrement, chez le sulfure de cuivre, au contraire, la diminution de résistance se produit brutalement pour une tension critique voisine de 0,50 v et l'augmentation de résistance qui commence seulement entre 0,50 v et 1,00 v présente également un caractère irrégulier et discontinu en raison des cohérations multiples qui viennent contrarier son effet (zig-zags de la moitié gauche de la courbe 2).

2° Tandis que chez la galène la phase anticohération OA prolonge directement la phase cohération OC , chez le sulfure de cuivre ces deux phases sont raccordées par la phase pré-liminaire SS' où le contact présente la rectification inversée des faibles amplitudes.

3° Le contact métal-galène est à peu près exempt d'hystérésis de conduction, du moins si l'on ne dépasse pas le maximum A de la courbe 1. Au contraire chez le contact métal-sulfure de cuivre l'effet anticohéreur est complètement irréversible (courbe AO'),

tandis que sous certaines conditions l'effet cohéreur demeure réversible en dépit de l'hystérésis (courbe CO).

4° Tandis que la résistance du contact métal-galène atteint immédiatement une valeur stable (exception faite pour la partie AC' de la courbe 1), la résistance du contact métal-sulfure de cuivre tend vers sa valeur limite avec un *trainage* dont la durée est de l'ordre de la minute. Ce trainage est surtout sensible aux seuils S et S' de la phase préliminaire.

5° Enfin, alors que chez les contacts bons détecteurs (galène-métal, pyrite-métal) la nature du métal associé au semi-conducteur est en général sans effet appréciable sur le sens et la grandeur du courant rectifié, la rectification des contacts mauvais détecteurs (métal-sulfure de cuivre, métal-galène β) dépend au contraire fortement de la nature de l'électrode métallique et de ses impuretés superficielles.

La galène β présente, on l'a vu, des propriétés générales analogues à celles du sulfure de cuivre, mais tandis que la rectification métal-sulfure de la phase préliminaire est beaucoup plus intense que chez le sulfure de cuivre, la rectification sulfure-métal qui n'apparaît qu'entre 1 et 2 v est toujours très médiocre. Par contre, en *régime permanent*, le contact métal-galène insensible peut avec les métaux oxydables donner lieu à une *conduction unipolaire* sulfure-métal aussi parfaite que le contact métal-galène sensible, à la condition que la tension appliquée soit de l'ordre du volt et que la force pressante soit faible. La cohération et l'anti-cohération, qui produisent cet effet unipolaire, ont les mêmes caractères que chez le sulfure de cuivre, mais sont encore plus brutales, le trainage est considérable.

On peut évidemment soutenir que les rectifications des contacts bons et mauvais détecteurs ne sont pas de même nature, mais outre que la similitude des phénomènes, l'identité des ordres de grandeur, la même constitution chimique des substances autorisent parfaitement cette manière de voir, l'esprit de synthèse ordonne de se prononcer contre la disjonction tant que celle-ci n'est pas impérieusement réclamée par les faits. Nous opterons donc pour le rattachement avec toutes ses conséquences, à savoir : *rejet d'une explication purement électronique de la rectification et adoption d'une image moléculaire, puisque pour les contacts mauvais détecteurs*

la nécessité d'attribuer le rôle essentiel aux éléments matériels du contact ne saurait être mise en doute.

Dans ce qui suit nous chercherons à nous représenter par quelles différences dans le comportement de leurs molécules, il convient d'expliquer les différences existant entre les deux classes de contacts, en particulier la transformation de la courbe 1 dans la courbe 2.

1° L'existence des seuils de cohération et d'anticohération, et partant celle de la phase pré-liminaire SS', proviendrait de ce que gênés dans leurs mouvements, soit par des *frottements intenses*, soit par leur liaison avec les autres atomes du réseau cristallin, les ions du semi-conducteur ne commenceraient de se déplacer que sous l'effet des champs critiques. La rectification inverse de la phase pré-liminaire serait due aux mouvements des ions du métal. D'ailleurs, *une fois vaincu l'obstacle qui s'opposait à leur mouvement, les ions du sulfure se trouvent soumis à des forces beaucoup plus grandes qu'il n'est nécessaire pour assurer leur déplacement, d'où le caractère brutal et disruptif de l'effet cohéreur SC.* Par exemple, alors que chez la galène sensible (courbe 1) la résistance du contact tombe à 1/10 de sa valeur lorsque la tension sulfure-métal varie de 0 à 0,30 v, chez le sulfure de cuivre (courbe 2) cette même chute de résistance ne se déclenche que vers 0,40 v, mais s'accomplit tout entière sous 0,40 v, ou même sous une tension légèrement inférieure.

Les mêmes frottements rendraient également compte de l'hystérésis et du trainage. Ce dernier se manifeste surtout au voisinage des champs seuils, car tel champ qui *finira* par entraîner les ions au bout de 2 minutes en sera tout à fait incapable si on l'applique seulement pendant 1/100 ou 1/1000 de seconde. Ainsi s'expliquerait l'incapacité du contact métal-galène β à rectifier convenablement dans le sens sulfure-métal un courant de 50 ~~u~~, bien qu'il constitue, sous certaines conditions, une soupape quasi-parfaite, vis-à-vis d'un courant continu. Pareille divergence entre les fonctionnements en régime variable et en régime permanent a été signalée par Audubert¹ pour le contact métal-sulfure d'argent.

Les considérations qui viennent d'être développées sont, il

1. (R) Audubert, *J. de Phys.*, Nov/Déc. (1917), t. 7, p. 174.

convient de le souligner, en plein accord avec les vues de M^{lle} Collet sur les différences existant entre cristaux sensibles et cristaux insensibles.

2° Les autres particularités des contacts mauvais détecteurs s'expliquent par la *diffusion sous l'effet de la force pressante et du courant*.

La diffusion, en faisant intervenir des propriétés non électriques de la matière, parmi les facteurs déterminant la grandeur des résistances au contact, complique considérablement leur étude. La création entre les deux conducteurs d'une couche mixte, douée de propriétés nouvelles et imprévisibles, ne permet plus, on l'a vu, de considérer la résistance d'un contact comme formée additivement des résistances superficielles des deux électrodes.

Du point de vue de la rectification, le rôle nuisible de la diffusion consiste principalement à empêcher l'anticohération de se produire, et à substituer la cohération irréversible des contacts métalliques à la cohération unilatérale et temporaire des contacts rectifiants.

Chez le sulfure de cuivre, il est possible que la bonne rectification donnée par Al, soit due au fait que la pellicule d'alumine qui rend ce métal impropre à la soudure, favorise le décollement des ions qui, selon notre image, provoque d'abord la décohération, puis l'anticohération.

On ne saurait cependant, de façon générale, voir dans la couche d'oxyde recouvrant l'électrode métal un obstacle à la diffusion puisque avec la galène β , les métaux oxydables forment sous une pression donnée des contacts beaucoup moins résistants et beaucoup moins stables que les métaux nobles.

Il convient aussi de remarquer que les impuretés superficielles de l'électrode métallique, peuvent avoir une influence directe sur la rectification. Les corps bons détecteurs ayant une très haute résistivité, la résistance des contacts métal-galène ou métal-pyrite est, comme on l'a vu, entièrement localisée dans la galène ou dans la pyrite, et la légère couche d'oxyde qui recouvre le métal contribue pour une part négligeable à la résistance du contact, même si cet oxyde est peu conducteur. Mais dans le cas des corps mauvais détecteurs, dont la résistivité est bien moindre, il n'en est plus de même, et il est possible que l'oxyde contribue pour une part appréciable, et à la résistance au contact, et à l'effet rectifiant.

CHAPITRE V

COHÉREURS ET DÉTECTEURS

86. — Tout en partageant les idées générales de Blanc sur la parenté des cohéreurs et des détecteurs, nous sommes amenés à reprendre la question en tenant compte de nos expériences sur les corps mauvais détecteurs, et des raisons, déjà exposées, qui nous empêchent d'admettre le schéma proposé par ce Physicien pour la rectification de contact¹.

87. Remarques sur la théorie des cohéreurs.

Dans son étude des cohéreurs, Blanc distingue soigneusement la variation réversible de la résistance du contact de sa variation irréversible. Mais, si sa théorie de la cohération-diffusion paraît indiscutable, il n'en est pas de même de l'explication qu'il donne de la variation réversible d'un contact déjà cohéré.

Quand l'intensité du courant augmente, cette variation réversible consiste en une *diminution de résistance* si la cohération est nulle ou faible, et en une augmentation de résistance (d'ailleurs toujours petite) si la cohération est très avancée. Blanc explique le second phénomène par l'effet Joule. Pour le premier qui est beaucoup plus important il admet que « les surfaces des métaux n'étant pas planes, le chemin maximum à franchir par les corpuscules pour passer d'un métal à l'autre va en augmentant, quand on s'éloigne du milieu du contact dans le plan tangent commun, de sorte que la surface à travers laquelle les corpuscules peuvent passer, est d'autant plus grande que le champ est plus grand² ».

1. Voir § 65.

2. *Résistance au Contact, Cohération*, p. 114.

Cette théorie « émissionniste » paraît peu satisfaisante car, outre qu'elle ne repose sur aucun fait précis, elle établit entre le mécanisme de la variation réversible et celui de la variation irréversible une différence de nature, qui ne semble point exigée par les faits. D'ailleurs, la figure 18 de *Résistance au contact, Cohération*, reproduite ci-dessous, sur laquelle apparaît l'étroite liaison qui existe entre les variations réversible et irréversible, n'est guère favorable à un tel dualisme d'interprétation.

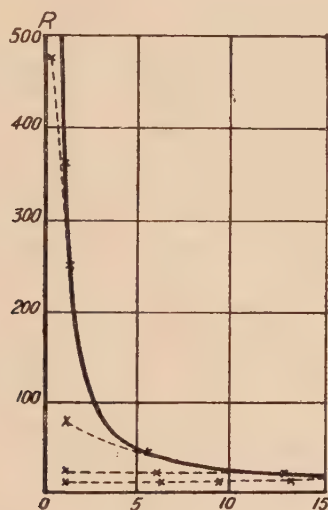


Fig. 89.

Selon nous, le même mouvement des ions, qui crée la cohération irréversible, provoque aussi la variation réversible de première espèce, qui est identique aux variations de résistance des contacts autodécohérents.

La cause de ces deux effets serait donc l'augmentation d'adhérence des électrodes, à laquelle dans le cas de la variation irréversible, s'ajouterait la diffusion. Quant à l'évolution de la variation réversible avec le degré de cohération (voir fig. 89), il est tout à fait naturel d'admettre, si les deux phénomènes n'en font qu'un, que la partie irréversible de l'abaissement de résistance, peu importante pour un faible courant cohérateur, devienne totale lorsque l'intensité de ce courant atteint une valeur suffisamment élevée.

Donc, aussi bien chez les détecteurs que chez les cohérents, nous supposons que la baisse de résistance, réversible ou non, est due à un rapprochement des atomes superficiels des électrodes.

Parmi les effets du champ susceptibles de produire ce rapprochement et de favoriser la diffusion, il convient de distinguer les effets *pairs* et *impairs*. Seuls, les seconds peuvent être invoqués pour expliquer à la fois le fonctionnement des cohérents et des détecteurs.

88. Schéma moléculaire établissant des rapports simples entre détecteurs et cohérents.

L'idée la plus simple est que les ions *positifs occasionnels*, qui existent du fait de la conductibilité métallique à la surface de l'électrode A, se rapprochent de l'électrode B sous l'influence d'un champ dirigé de A vers B.

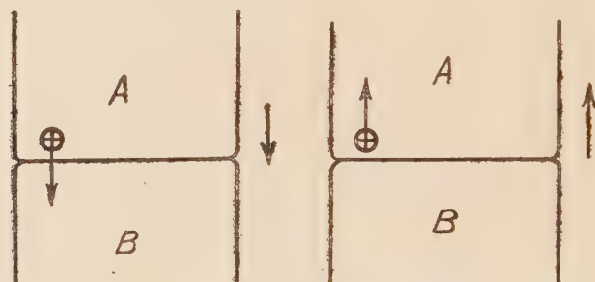


Fig. 90.

Ce mécanisme, qui n'est autre que celui proposé par Blanc pour expliquer la cohérence irréversible, est par contre tout à fait opposé à celui qu'imagine cet auteur dans sa théorie de la baisse de résistance des contacts rectifiants¹ (tassement des ions vers l'intérieur du métal). Ici nous supposons simplement que la soudure moléculaire, qui chez les cohérents devient définitive par suite de la diffusion, est *temporaire* chez les détecteurs, les molécules revenant à leur position initiale dès la suppression du champ.

Mais un détecteur n'est pas assimilable à un simple cohérent

1. *Annales de Physique*, 2 (1924), 454.

autodécohérent unilatéral. Il faut expliquer en outre l'effet d'augmentation de résistance (effet antiohéreur temporaire), que l'on observe lorsqu'on applique la tension dans le sens BA. Sous l'influence d'un champ dirigé de B vers A, les ions superficiels de A s'éloignent de la surface de B. Le nombre des points de contact des deux électrodes diminue et la résistance du contact augmente. *L'effet antiohéreur serait donc la simple contre-partie de l'effet cohéreur, les deux effets procédant de mouvements inverses des ions.*

Dans le raisonnement qui précède nous avons supposé avec Blanc que les ions de A étaient seuls mobiles ou tout au moins plus mobiles que ceux de B. Cette hypothèse est évidemment nécessaire pour expliquer l'asymétrie de la conduction du système. Elle est d'ailleurs justifiée par la différence de nature des deux électrodes chez les contacts rectifiants.

89. Caractères distinctifs des cohéreurs.

Au contraire, un cohéreur constitue un système sensiblement symétrique, et comme en raison de la tendance des métaux à diffuser c'est, sauf dans des cas exceptionnels, l'effet cohéreur qui domine, on observe, *quel que soit le sens du courant, une baisse de résistance irréversible.*

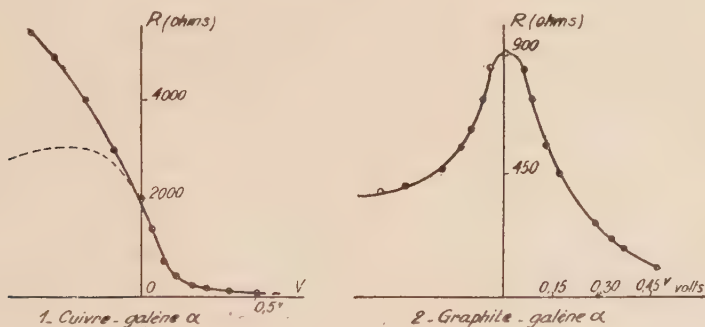


Fig. 91.

Remarquons d'ailleurs que, tandis que certains effets pairs du champ, tels que la pression électrostatique par exemple, renforcent l'effet cohéreur en augmentant l'adhérence des électrodes, ces

mêmes effets gênent l'effet antiohéreur et peuvent même le masquer complètement. Rien de plus frappant à cet égard que la comparaison des courbes de résistance des contacts métal-galène sensible et graphite-galène sensible, représentés figure 91.

Le second contact, qui est un mauvais détecteur en raison de la diffusion du graphite et de la galène, est entièrement dépourvu d'effet antiohéreur. On a *deux* effets cohérents inégaux. D'ailleurs, dans le cas d'un métal, la raison pour laquelle il existe sur une galène sensible de bons et de mauvais points paraît être principalement que l'effet antiohéreur ne se produit bien qu'en certains points privilégiés du cristal, les points médiocres étant caractérisés par une faible augmentation de la résistance au-dessus de R_0 (courbe en pointillé).

90. Les mauvais détecteurs intermédiaires entre les cohérents et les bons détecteurs.

Entre les cohérents métalliques dont le symbole est cohérent irréversible-cohérent irréversible et les contacts bons détecteurs dont le symbole est cohérent temporaire-antiohérent temporaire, se placent les contacts, que nous avons appelés mauvais détecteurs et dont l'étude expérimentale est au principe de l'essai de rattachement qui vient d'être ébauché.

Doués de propriétés intermédiaires entre les cohérents et les bons détecteurs, ils nous offrent l'exemple, soit d'une cohérent réversible alliée à une antiohérent irréversible, c'est le cas du sulfure de cuivre, soit au contraire d'une antiohérent réversible alliée à une cohérent irréversible, c'est le cas de la galène β .

Enfin, chez ces contacts, suivant la nature du métal, la valeur de la tension appliquée, etc... on voit la cohérent ou l'antiohérent passer *graduellement* de la parfaite réversibilité à la complète irréversibilité, et le temps que met le contact à revenir à son état initial varier d'une durée inappréciable à plusieurs dizaines de secondes.

C'est en quoi ils constituent vraiment le milieu de la chaîne dont cohérents et bons détecteurs forment les extrémités.

91. Avantages du mécanisme proposé.

Le schéma moléculaire, que j'ai proposé à la fin de ce chapitre, en essayant d'accorder les parties les plus louables des théories de Blanc et de James, a évidemment le caractère qualitatif, fragile et provisoire de toutes les hypothèses de travail du même genre. A ce titre, il présente toutefois sur les explications antérieures l'avantage :

1° d'établir entre cohérents et détecteurs les rapports les plus simples possibles ;

2° de permettre d'attribuer la variation de résistance d'un contact métal-semi-conducteur à une activité du métal, tout en localisant la résistance du contact dans le semi-conducteur.

L'objection principale que nous avons faite au schéma de Blanc est que, la contribution R_M du métal à la résistance du contact métal-galène étant négligeable devant R_G , on ne saurait attribuer les variations de la résistance du contact ($R_M + R_G$) à une modification par le champ de R_M . Appliquons au contact métal-pyrite de fer le schéma moléculaire que nous avons proposé.

La résistance du contact $R_M + R_P$ est toujours entièrement localisée dans la pyrite, car la résistivité de ce cristal est énorme devant celle de l'électrode métallique.

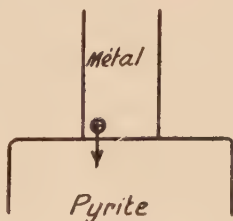


Fig. 92.

Montrons néanmoins qu'on peut expliquer par une activité du métal, les variations de résistance du contact. L'unipolarité de la pyrite étant inverse de celle de la galène, nous supposons ici que les ions du métal sont beaucoup plus mobiles que ceux du cristal.

Sous l'influence d'un champ métal-pyrite, les ions superficiels du métal se tassent contre la surface du cristal. Il en résulte que le

métal touche le cristal par un plus grand nombre de points, et que, la surface effective du contact étant accrue, sa résistance subit une forte diminution. Quand le champ est dirigé de la pyrite vers le métal, les ions métal s'éloignent de la surface du cristal, la surface effective du contact diminue, et sa résistance augmente.

=====

CHAPITRE VI

REMARQUES DIVERSES

92. Les arguments de connexité.

Dans la troisième partie de ce travail, nous avons donné en faveur des théories de conduction quelques arguments tirés de l'étude expérimentale des contacts bons et mauvais détecteurs.

A ces arguments particuliers il convient d'ajouter ceci : tandis que la théorie émissionniste n'a à son actif qu'un phénomène de date relativement récente, la décharge autoélectronique de Lilienfeld, la théorie classique de la conduction de contact rend compte de phénomènes très divers, dont certains sont de pratique industrielle, et que la théorie émissionniste s'avère d'ailleurs complètement impuissante à expliquer : effet microphone, effet cohéreur, effet Johnsen et Rahbeck, chute de tension entre balais et collecteur d'une dynamo, etc...

Or, il ne faut pas oublier qu'un contact bon détecteur agit fort bien comme microphone et, d'autre part, nous avons montré les liens étroits qui existent entre cohéreur et mauvais détecteurs.

Ce sont là raisons importantes de préférer une théorie englobant dans une même synthèse les effets détecteur, cohéreur et microphone à l'hypothèse émissionniste, qui isole l'effet détecteur de phénomènes avec lesquels il présente une indiscutable connexité.

J'excepte évidemment les détecteurs métalliques de Pélabon, chez qui les deux électrodes sont séparées par une couche isolante créée artificiellement. A de tels « non contacts » il est bien possible qu'il faille appliquer la théorie émissionniste. La distinction par Pélabon des détections « intérieure » et « extérieure » chez un contact métal-semi-conducteur, correspondrait précisément à ce dualisme. C'est seulement la détection « intérieure » que nous avons étudiée ici.

93. Théories mécaniques et théories chimiques.

Ayant opté pour le type théorie de conduction, nous nous trouvons si nous voulons préciser notre choix, en face d'un nouveau dilemme.

La rectification est-elle un pur phénomène physique, consistant, comme l'imagine Blanc, dans le déplacement des molécules superficielles, ou faut-il, à l'instar de James, supposer que ce ne sont point les molécules, mais les ions résultant de leur dissociation, qui créent par leurs mouvements la conduction asymétrique?

Si nous cherchons les raisons pour ou contre la théorie électrolytique, il semble que la principale séduction de cette théorie est la façon dont elle tire parti de la structure chimique des corps détecteurs pour expliquer la rectification. La plupart des cristaux détecteurs sont des sulfures ou des oxydes métalliques. Le courant passerait aisément dans le sens où le métal est déposé contre la pointe, mais non dans le sens inverse, car le métalloïde libéré formerait un barrage isolant. Les chaînes métalliques, dont James suppose la formation dans la galène, se produisent d'ailleurs, effectivement chez les conducteurs ioniques, puisqu'elles empêchent l'électrolyse de se poursuivre par effet de court-circuit, si l'on ne prend pas de précautions spéciales (électrodes de garde de Tubandt). Notons également, en faveur de la théorie, le fait que l'addition de sulfure d'argent (conducteur mixte) à PbS améliore beaucoup la détection. Enfin, il est évident que dans la théorie électrolytique la persistance des effets basse ou haute résistance, que l'on observe aux fortes intensités durant un certain temps après l'inversion du courant, s'explique particulièrement bien.

- Mais les objections sont des plus graves.

1° La principale est que les semi-conducteurs rectifiants *ne sont pas doués de la conductibilité ionique mais bien de la conductibilité métallique.*

Ag²S étudié par Audubert, et qui est d'ailleurs un conducteur mixte, est doué d'unipolarité en régime permanent, mais ne donne aucun résultat comme détecteur.

D'autre part, j'ai montré que Cu²S synthétique, qui à l'état pur est un conducteur ionique, perd ses propriétés rectifiantes lorsqu'on

fait disparaître la conductibilité métallique que lui confère l'impureté CuS.

On pourrait évidemment soutenir que des corps, non doués de conductibilité ionique dans leur masse, peuvent présenter une électrolyse au contact puisque, comme nous l'avons montré plus haut, le champ superficiel est énorme par rapport au champ intérieur.

Mais les difficultés énumérées ci-après demeurent entières.

2° Une objection au moins aussi grave que la précédente est que pour beaucoup de corps, par exemple FeS^2 , ZnO , $\text{SnO}^2..$, le sens de la rectification est opposé à celui qu'exigerait une électrolyse. C'est lorsque la pointe est négative que le courant ne passe pas. Cependant la ressemblance des courbes caractéristiques de la pyrite et de la galène ne laisse pas douter de l'identité des deux phénomènes, quoiqu'ils soient de sens opposés.

3° Aucune force électromotrice de polarisation notable n'a pu être mise en évidence chez les contacts rectifiants.

4° Dans le cas d'une électrolyse la nature de l'électrode métallique associée au semi-conducteur devrait, semble-t-il, avoir une influence capitale sur la rectification, en raison des réactions secondaires, qui ne peuvent manquer d'altérer superficiellement cette électrode quand le métal qui la constitue est attaquable par l'anion ($\bar{\text{S}}$ ou $\bar{\text{O}}$) du semi-conducteur.

Or, d'une part chez les bons détecteurs la nature de la pointe a très peu d'influence¹ sur la rectification, et d'autre part, si chez les mauvais détecteurs cette influence devient considérable, elle paraît sans relation aucune avec l'affinité du métal pour l'anion du cristal.

5° Enfin les effets cohéreur et antiohéreur, dont nous avons montré l'étroite parenté avec le phénomène de la conduction asymétrique, existent chez des contacts formés de deux métaux inaltérables, pour lesquels aucune électrolyse ne saurait être invoquée.

Il est donc assez prudent de ne pas poser en principe que des semi-conducteurs, d'ailleurs doués d'une conductibilité métallique et non ionique, doivent des propriétés électriques de con-

(1) Cf. COLLET, *Thèse*, p. 35.

tact dont on retrouve l'équivalent chez les métaux purs à un mécanisme aussi spécial qu'une électrolyse.

En bref, il apparaît que le Physicien aurait le plus grand tort de subordonner la théorie de la rectification de contact aux exigences d'une Chimie à la fois incertaine et peu maniable. Ses raisonnements y perdraient la précieuse souplesse et la généralité des théories mécaniques. Bien qu'immédiatement adaptables à l'hypothèse électrolytique, celles-ci présentent l'énorme avantage d'être libres de toute servitude envers la Chimie.

CONCLUSIONS

Dans la première partie, j'ai établi, **indépendamment de toute hypothèse sur la nature des phénomènes**, *des formules utilisables* donnant le courant rectifié dans quelques cas simples. Ces formules permettent de prévoir, d'une part les meilleures conditions d'emploi du détecteur, d'autre part l'influence du *circuit associé au contact*, dont la connaissance, bien que négligée par la majorité des auteurs, *est la condition préalable de toute expérimentation correcte*.

Dans le cas des faibles courants j'ai montré que l'intensité moyenne varie, à tension efficace constante, en raison inverse du *cube* de la résistance totale du circuit détecteur, et que le contact, dont la résistance est de la forme $r = r_0 + ki$, est caractérisé de façon absolue par la grandeur $\sigma = \frac{k}{r_0^2}$ que j'ai appelée sensibilité.

J'ai vérifié expérimentalement sur le contact métal-galène sensible les principales formules obtenues.

Dans la deuxième partie, j'ai étudié sous le nom de « mauvais détecteurs » des contacts doués de propriétés intermédiaires entre celles des bons détecteurs et des cohérents. Sur ces contacts on peut, *grâce au traînage et à l'hystérésis*, *analyser le mécanisme de la rectification*, et, d'autre part, *apercevoir les rapports existant entre cohérents et détecteurs*. Sur le contact métal-sulfure de cuivre, j'ai observé, pour un courant allant du sulfure au métal, divers comportements analogues à ceux des cohérents métalliques (force électromotrice critique, phénomène de Robinson, autodécohérent, ... etc.). Dans le sens métal-sulfure, le contact agit au contraire comme un *anticohérent*. Les propriétés du contact en régime alternatif sont en plein accord avec les observations en régime permanent. Les phénomènes présentés par le

contact métal-sulfure de cuivre ne sont pas d'ordre accidentel, car le contact métal-galène dite insensible est doué de propriétés générales analogues.

Dans la troisième partie, j'ai montré que les théories de la rectification de contact peuvent être divisées en deux groupes :

1° *Les théories purement électroniques ou d'émission.*

2° *Les théories moléculaires ou de conduction.*

a) Selon les émissionnistes l'effet détecteur serait assimilable à la *décharge autoélectronique*. Or, nos expériences sur la galène montrent que le *courant passe aisément à travers le contact* pour des champs électriques *mille fois plus faibles* que les champs-seuils de Schottky-Lilienfeld.

b) La théorie émissionniste est incapable de rendre compte des propriétés des contacts *mauvais détecteurs*, intermédiaires entre les bons détecteurs et les cohéreur métalliques.

c) Elle isole l'effet détecteur de phénomènes avec lesquels il est en étroite connexité (effet cohéreur, effet microphone, effet Johnsen et Rahbeck).

Seule une théorie faisant intervenir les mouvements des molécules superficielles des électrodes permet donc d'englober dans une synthèse unique les divers phénomènes électriques de contact, et de se représenter leurs rapports.



APPENDICE

NOTE SUR LES THÉORIES DE LA DÉTECTION ISSUES DE LA MÉCANIQUE ONDULATOIRE

Appliquant les principes de la Mécanique Ondulatoire au cas d'un contact métal-semiconducteur, Frenkel et Joffé¹, A.-H. Wilson², L. Nordheim³, etc., ont développé une théorie de la détection reposant sur les hypothèses suivantes :

1° Le métal et le semiconducteur, apparemment en contact, sont en réalité séparés par un faible intervalle isolant (*the gap*).

2° La concentration électronique est beaucoup plus grande dans le métal que dans le semiconducteur⁴ en sorte que les électrons passent plus facilement du métal au semiconducteur que du semiconducteur au métal.

Bien que ces deux principes soient à la base de *théories émissionnistes* très antérieures à la Mécanique Ondulatoire, les savants précités se distinguent de leurs prédécesseurs en ce qu'ils ont réussi à pousser beaucoup plus avant l'expression analytique de leurs hypothèses et surtout à prévoir une variation de l'intensité avec la tension qui est conforme à l'expérience.

Leurs théories échappent donc complètement aux critiques d'ordre formel que nous avons formulées Ch. II (Troisième Partie) contre l'émissionnisme de Schottky-Pélabon qui conduit à des courbes résistance-tension en désaccord complet avec les caractéristiques expérimentales.

Par contre, les deux autres objections que nous avons faites aux *théories d'émission* subsistent entièrement :

1° Les théories nouvelles, moins satisfaisantes à cet égard que la

1. Physik. Z. Soviet Union, 1 (1932), 60.

2. Procéd. Roy. Soc., 136 (1932), 487.

3. Z. Physik, 75 (1932), 434.

4. En conséquence, les électrons du métal sont régis par la statistique de Fermi, tandis que les électrons du semiconducteur obéissent à la statistique de Maxwell.

théorie de Schottky, n'admettent qu'un sens de détection : le sens semiconducteur-métal. Or, la moitié des contacts du type métal-semiconducteur rectifient dans le sens opposé (pyrite, zincite, cassitérite,... etc.) tout en présentant des caractéristiques de même allure que les contacts du premier genre¹.

2° Un mécanisme purement électronique est incapable de rendre compte des connexions existant entre les phénomènes réversibles et les phénomènes irréversibles chez les détecteurs. Seule, une théorie moléculaire peut permettre de se représenter les rapports existant entre détecteurs, cohéreurs, et contacts microphoniques.

1. Sans qu'on puisse aucunement expliquer cette anomalie par l'antagonisme d'une rectification normale au contact secondaire.

VU ET APPROUVÉ

Paris, le 12 mai 1934.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER

Paris, le 12 mai 1934.

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY

SECONDE THÈSE

Propositions données par la Faculté

LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES ALLIAGES

VU ET APPROUVÉ

Paris, le 12 mai 1934.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER

Paris, le 12 mai 1934.

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY

Imprimé en France
TYP. FIRMIN-DIDOT ET C^{ie}
PARIS - 1935